

Envolturas circunestelares alrededor de estrellas evolucionadas de masa intermedia y alta.

Guillermo Quintana-Lacaci Martínez.

Observatorio Astronómico Nacional

`g.quintana@oan.es`

Universidad Autónoma de Madrid

Dirigido por: Valentín Bujarrabal

Prefacio

El objetivo de la presente tesis es el estudio de las envolturas circunestelares alrededor de las estrellas evolucionadas de masa intermedia y alta. Las estrellas de masa intermedia, durante su paso por la rama asimptótica de las gigantes, empiezan a sufrir una pérdida de masa que dominará su evolución. Esta pérdida de masa formará una envoltura circunestelar alrededor del objeto. Observando y modelizando estas envolturas podemos obtener las características de la pérdida de masa y estudiar la evolución de estos objetos. En el caso de las hipergigantes amarillas (YHGs), que son estrellas evolucionadas de alta masa, se cree que la pérdida de masa también juega un papel importante en su evolución tardía, pero la presencia de envolturas circunestelares no es tan evidente. En particular, sólo se ha encontrado una envoltura masiva para dos de estos objetos (IRC +10420 y AFGL 2343). Es fundamental entender por qué sólo algunas de estas estrellas muestran grandes pérdidas de masa para entender su evolución.

En el capítulo 1 presentamos una introducción a la evolución estelar tardía de las estrellas. Por otra parte, en el capítulo 2 se presenta una introducción a la transferencia radiativa así como a diferentes tratamientos aproximados de la emisión molecular en las estrellas evolucionadas. En el capítulo 3 se presentará una introducción a la interferometría conectada en ondas milimétricas, técnica que se ha usado profusamente para obtener los datos presentados en esta tesis. En el capítulo 4, haremos una discusión sobre el origen de la pérdida de masa en las estrellas evolucionadas de masa intermedia, y sobre las características de densidad y temperatura en estos objetos. También se presentará la química de las envolturas circunestelares alrededor de estos objetos. Posteriormente, en el capítulo 5 introducimos la primera parte un estudio sistemático de las envolturas alrededor de las estrellas evolucionadas de masa intermedia, que corresponde a los primeros datos obtenidos.

En el capítulo 6 presentaremos una revisión de los trabajos más relevantes relacionados con las estrellas hipergigantes amarillas. A continuación presentaremos un estudio de la estructura y dinámica de las únicas dos envolturas circunestelares densas detectadas alrededor de estos objetos. En el capítulo 8 se tratará la química en estas envolturas. Finalmente en el capítulo 9 presentaremos las conclusiones, incluyendo un resumen de los resultados obtenidos e intentaremos ponerlos en un contexto evolutivo.

Este trabajo ha sido dirigido por el Dr. Valentín Bujarrabal, a quien doy mis más sincero agradecimiento por su esfuerzo y dedicación para con este proyecto y mi formación

como investigador. También estoy agradecido a la gente con la he trabajado estrechamente durante este tiempo, Arancha Castro-Carrizo, Javier Alcolea, Roberto Neri y Francisco Jiménez-Esteban. Debo también dar las gracias a Jesús Gómez González, Subdirector General de Astronomía, Geodesia. y Geofísica del IGN y al Director del Observatorio Astronómico Nacional, el Dr. Rafael Bachiller, por su interés en mi formación así como por su disponibilidad. Y en general agradecer, a todas las personas que me han ayudado de un modo u otro desde que entré en el OAN: Francisco Colomer, Pere Planesas, Rebeca Soria, Florencio Martín, Jean-Francois Desmurs, Javier Graciá, Joaquín Santiago, Alvaro Hacar, Asunción Fuente, Maria Rosa de Armas ... También un agradecimiento especial a mis compañeros de trabajo en el LAEFF, donde realicé trabajos predoctorales, Carmen Morales e Inés Crespo (UCM), y a mi tutor en la Universidad Autónoma de Madrid, el Dr. Carlos Eiroa.

Por último, doy las gracias a Mariluz Martín (UAM), José Oñorbe (UAM), Ángeles Díaz (UAM), Rosa Domínguez (UAM), Marcelino Agúndez (CSIC) y a Sarah Falony (Universidad de Gent), entre otros, compañeros, profesores y amigos, que me han ayudado y apoyado en este tiempo.

Dedico este trabajo a mis padres, Guillermo y Elvira, y a mi mujer, Irene.

Índice general

Prefacio	III
Indice	IV
1. Introducción	1
1.1. Evolución estelar tardía.	1
2. Transferencia radiativa y excitación molecular	7
2.1. Transferencia radiativa y población de niveles moleculares	7
2.2. Aproximación LTE	11
2.3. Aproximación de Sobolev o LVG	14
2.3.1. Aplicación	15
3. Interferometría conectada	19
3.1. Teoría básica. Síntesis de apertura	19
3.2. Estructura de un interferómetro	22
3.3. Formación de la imagen y limpieza	24
3.3.1. Transformadas de Fourier y formación de la malla	24
3.3.2. Formación de la imagen	26
3.3.3. Formación de la imagen limpia	28
3.4. Ausencia de datos en líneas de base cortas	30
4. CSEs en estrellas AGB	33
4.1. Pulsación de las estrellas evolucionadas	33
4.2. Condiciones físicas	35
4.2.1. Dinámica	35
4.2.2. Densidad.	38

4.2.3. Temperatura.	38
4.3. Química circunestelar	42
4.3.1. Acreción de granos	44
4.3.2. Fotodisociación	46
4.4. Abundancias moleculares.	48
4.5. Perfiles moleculares.	50
5. Mapas de CO en AGBs y post-AGBs	55
5.1. Introduction	59
5.2. Presentation of the project	61
5.3. Observations	62
5.3.1. Observations with the Plateau de Bure Interferometer	62
5.3.2. Short-spacing observations with the 30m telescope	64
5.3.3. Merging short-spacing & interferometric data	65
5.4. Results and first analysis	66
5.4.1. IRC+10011	66
5.4.2. IK Tau	68
5.4.3. TX Cam	70
5.4.4. RX Boo	73
5.4.5. X Her	75
5.4.6. CRL 2362	78
5.4.7. IRAS 19475+3119	80
5.4.8. χ Cyg	83
5.4.9. CRL 2477	86
5.4.10. IRAS 20028+3910	88
5.4.11. R Cas	91
5.5. Conclusions	93
6. Las hipergigantes amarillas (YHGs)	99
6.1. Características de las hipergigantes amarillas	99
6.1.1. Diagrama HR para estrellas de alta luminosidad	99
6.2. Evolución. ¿De RSG a Wolf-Rayet?	101
6.2.1. YHGs como post-RSGs	101
6.2.2. El vacío amarillo	104
6.2.3. Cruzando el vacío amarillo.	105

6.2.4. ¿Se convertirán estas estrellas en Supernovas?	107
6.3. Envolturas circunestelares alrededor de las YHG's	108
7. Material molecular en las YHG's	113
8. La química de las envolturas de las YHG's	127
9. CSEs alrededor de las YHG's: conclusiones.	153
A. Publicaciones	159
A.1. Publicaciones.	159
A.2. Aportaciones a congresos.	159

Capítulo 1

Introducción

1.1. Evolución estelar tardía.

El momento en que una estrella nace, o puede ser considerada como tal, es cuando empiezan a producirse en su interior las reacciones nucleares que forman helio a partir de hidrógeno. Esto produce una presión en el gas que se opone a la atracción gravitatoria, evitando que la estrella colapse. Se dice que la estrella está en la secuencia principal.

El tiempo que cada estrella permanece en la secuencia principal está directamente relacionado con la masa de la misma, así las estrellas poco masivas necesitan una menor cantidad de combustible para mantener el equilibrio entre gravedad y presión que las de mayor masa, por lo que permanecerán más tiempo en este estado.

Cuando se ha convertido, aproximadamente, un 10 % de hidrógeno total en helio, la estrella abandona la secuencia principal. El helio creado se empieza a concentrar en el núcleo de la estrella, y comienza a comprimirse, hasta el punto de convertirse en un gas degenerado. Al mismo tiempo que el núcleo se contrae, las capas exteriores de la estrella se expanden, convirtiéndose en una gigante roja. A medida que las capas externas de la estrella se expanden, la luminosidad aumenta y la superficie estelar se enfría, iniciándose el ascenso de la estrella por la rama de las gigantes rojas en el diagrama H-R.

Debido al aumento de la opacidad en esta fase, el transporte de energía es principalmente debido a la convección. La capa convectiva se extiende hacia el centro de la estrella y se produce el “primer dragado”, que lleva elementos pesados del núcleo estelar a las capas externas. Por otro lado, las reacciones nucleares se han trasladado a las capas superiores donde el hidrógeno sigue consumiéndose. Mientras tanto, en el centro de la estrella la temperatura continua creciendo según aumenta la densidad del helio, acercándose a la temperatura en que éste puede empezar a reaccionar para formar oxígeno y carbono. La materia del núcleo no se expande, ya que esta degenerada, y toda la energía obtenida se usa para aumentar la temperatura rápidamente. Cuando la temperatura es suficientemente alta como para empezar a fusionar helio, éste deja de estar degenerado y el núcleo se expande de un modo

cuasi-explosivo. Este momento se llama el *flash de helio*. A continuación la estrella se contrae, y entra en una fase de estabilidad en la *Rama Horizontal*, donde el aporte energético de la estrella viene de la quema del helio en el núcleo de la estrella y de capas donde se quema el hidrógeno. Recordemos que ‘quema’ aquí se refiere a las reacciones nucleares que consumen ciertos elementos para formar otros más masivos. En el caso de las estrellas con masas $M \gtrsim 2.25 M_{\odot}$, cuando éstas dejan la secuencia principal el centro de la estrella no es tan denso como para tener un gas de electrones degenerado, de modo que no se produce el flash de helio, sino que la ignición de éste se produce de un modo menos brusco.

Los productos de la quema del helio (oxígeno y carbono) se van depositando en el núcleo, y tras un cierto periodo de tiempo (que depende fundamentalmente de la masa estelar, análogamente al caso de la secuencia principal), empieza un proceso similar al descrito anteriormente. El núcleo se va contrayendo, mientras que la estrella se expande. La quema de hidrógeno se detiene y, para las estrellas con masas mayores que $4 M_{\odot}$, el radio de la capa convectiva vuelve a decrecer, llegando a la zona donde el helio es consumido (se produce el “segundo dragado”). La estrella, al expandirse y enfriarse, reemprende el camino por la Rama Asintótica de las Gigantes (*AGB : Asymptotic Giant Branch*). En el caso de las estrellas poco masivas será la última vez que tomen este camino, ya que no se dispone de suficiente material para encender la quema del carbono y el oxígeno. No es así para las estrellas masivas ($8-10 M_{\odot}$), en las que llegado cierto momento se vuelve a encender el núcleo. Este proceso puede continuar hasta llegar al ^{56}Fe , última reacción de fusión exotérmica. Estas estrellas masivas se convertirán en supergigantes, y se cree que, más adelante, evolucionarán llegando a formar objetos parecidos en cierto modo a los post-AGB, como η Carina. Es probable que estas estrellas acaben por convertirse en supernovas y que su material circunestelar determine la forma del remanente (e.g. Jura et al., 2001).

En la fase AGB el proceso de quema de helio es inestable. Una pequeña subida en la temperatura lleva a un exceso de energía que resulta en un nuevo flash de helio, pero esta vez en la envoltura de la estrella. Esto produce una expansión y un enfriamiento de la envoltura, y, a su vez, el reencendido de la quema del hidrógeno, lo cual, por su parte, conlleva un aumento de la masa de helio en la envoltura. De este modo, llegado cierto momento, vuelve a encenderse la quema de helio, apagando la quema de hidrógeno y reiniciando el ciclo. Este es un proceso de pulsos, llamados pulsos térmicos. Durante esta fase de pulsos térmicos se produce el “tercer dragado” en el cual los elementos resultantes de la quema del helio son transportados a la superficie. Veremos como este enriquecimiento de materiales pesados en las capas externas de la estrella es un hecho relevante en la evolución estelar.

En esta fase AGB la temperatura superficial de la estrella es típicamente $\sim 2-3 \cdot 10^3$ K y su luminosidad llega a ser $\sim 10^4 L_{\odot}$.

Las estrellas AGB pulsan alrededor de un estado de equilibrio. Como veremos en la sección 2.1, esta pulsación crea una capa de materia en “levitación” alrededor de la estrella. En ella se produce una formación altamente efectiva de granos, los cuales se acoplan dinámicamente con el gas, transfiriéndole energía que proviene de la presión de radiación. Esto conlleva el inicio de la pérdida de masa por parte de la estrella y la formación de una

envoltura circunestelar alrededor de la misma. Esta pérdida de masa tiende a incrementarse con el tiempo y gobernará la evolución de las estrellas AGB. En cierto momento la estrella dejará de ser visible, debido a la envoltura circunestelar que le rodea. Llegado cierto momento la pérdida de masa no podrá mantenerse, puesto que ya no queda más que el núcleo estelar. Este será el final de la fase AGB.

Estrellas post-AGB

Al final de la fase AGB se producen grandes cambios en la vida de estas estrellas. Durante la evolución post-AGB la estrella aumenta en temperatura mientras mantiene una luminosidad constante, pues la fuente de energía, esto es, las reacciones nucleares en el interior de la estrella, no se ve afectada por los procesos que ocurren en la envoltura. La pérdida de masa cesa y en unos pocos miles de años las nebulosas alrededor de estas estrellas pasan de ser esféricas a mostrar una clara simetría axial (Fig.1.1), convirtiéndose en nebulosas planetarias (PNe), tras pasar por la breve fase de nebulosa protoplanetaria (PPNe).

La simetría axial que se aprecia en las PNe y PPNe suele estar asociada con la presencia de rápidos chorros bipolares. Tradicionalmente se ha supuesto que la formación de esta simetría se debe a la interacción de los vientos lentos AGB con los chorros post-AGB rápidos y confinados en un eje. Por otra parte, estos chorros se han relacionado con reacreción de material a partir de discos rotantes, de un modo similar a lo observado en las protoestrellas. Parece que en la formación de estos chorros es necesaria la intervención de los campos magnéticos estelares (e.g. Matt, 2002). A pesar de que se han observado discos alrededor de estrellas post-AGB, sólo se ha detectado rotación en dos objetos hasta la fecha, el Rectángulo Rojo y 89 Her (véase Bujarrabal et al. 2007).

La envoltura circunestelar seguirá expandiéndose y enfriándose, y, debido al calentamiento de la estrella central y a la radiación ultravioleta del medio interestelar, la envoltura se verá fuertemente ionizada. En un momento dado, la estrella central será de nuevo visible debido a la difusión del material circunestelar. Finalmente, la envoltura se disipará completamente quedando sólo la estrella central. Esta estrella ya no puede generar reacciones termonucleares debido a la falta de combustible y poco a poco se va apagando, decayendo su luminosidad y su temperatura mientras el radio se mantiene constante. Se convierte así en una enana blanca.

Estrellas supergigantes rojas e hipergigantes amarillas

Hemos visto que las estrellas masivas ($> 10 M_{\odot}$), evolucionan hasta convertirse en supergigantes rojas (RSGs). Posteriormente, estas estrellas continúan evolucionando hacia el azul hasta convertirse en hipergigantes amarillos (de Jager, 1998).

Las estrellas hipergigantes amarillos son de las estrellas más luminosas y masivas conocidas, teniendo masas iniciales del orden de $20M_{\odot}$ y luminosidades de $5.3 < \log L[L_{\odot}] < 5.6$.

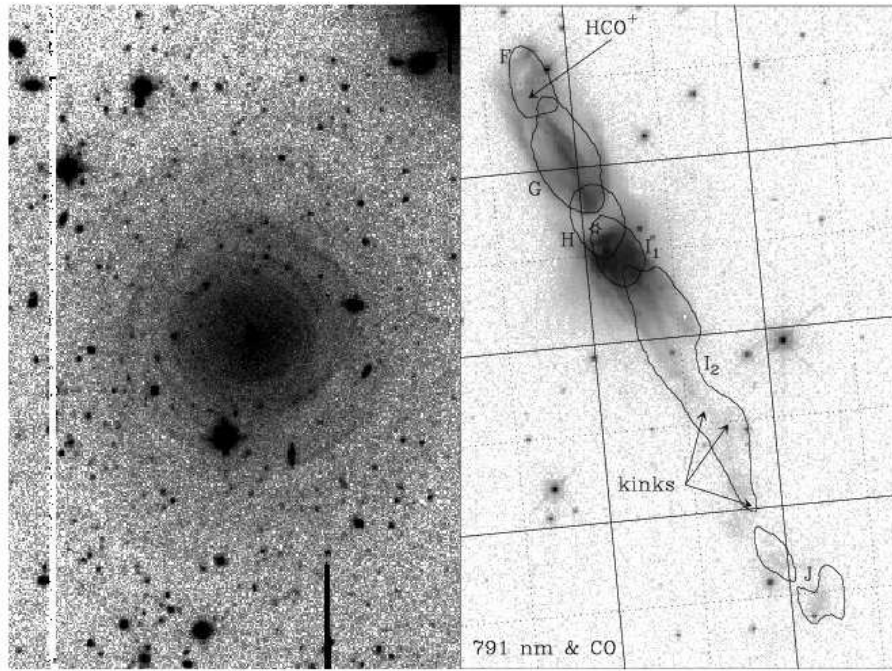


Figura 1.1: *Izquierda:* Imagen de la envoltura alrededor de IRC 10216 en la banda V (Mauron & Huggins, 2000). *Derecha:* Imagen de la emisión molecular de CO superpuesta sobre la emisión de luz reflejada de la joven nebulosa protoplanetaria OH 231.8+4.2 (Bujarrabal et al. 2002), en la que se indican diferentes componentes de la nebulosa discutidos por estos autores.

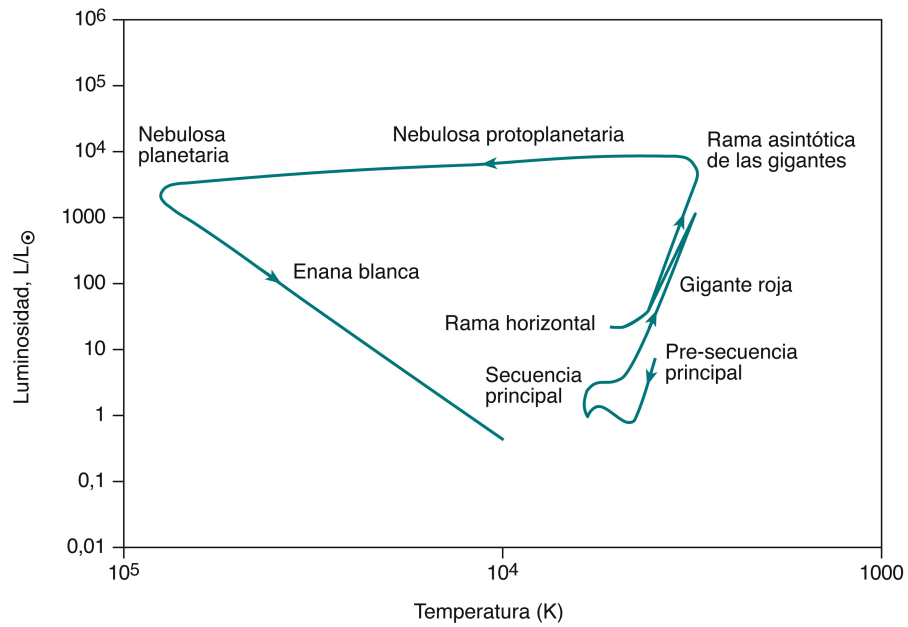


Figura 1.2: Esquema de la evolución estelar típica de estrellas de masa intermedia y baja.

Estas estrellas son la contrapartida masiva de las estrellas post-AGB. La evolución de estas estrellas es poco conocida. La región en la que se encuentran del diagrama HR es rica en inestabilidades, lo que dificulta su estudio. Durante esta fase se cree que estas estrellas llegarán a perder hasta la mitad de su masa original. A pesar de esto, sólo se han encontrado envolturas masivas alrededor de dos de estos objetos. Por otro lado, parece que la evolución posterior las convertirá en estrellas luminosas variables azules (LBVs), aunque algunos trabajos sugieren que podrían evitar esa fase y convertirse en Ofpe/WN9.

Las estrellas hipergigantes amarillas son similares a las supergigantes más luminosas y calientes. El origen del nombre hipergigante proviene un intento de subdividir la clase de luminosidad de las estrellas supergigantes según su luminosidad. Esto es debido al amplio rango de magnitudes que cubren las supergigantes. De este modo se propuso el nombre hipergigante para las estrellas con una magnitud M_V más intensa que -7. Posteriormente, el nombre de hipergigante amarilla se restringió a las estrellas supergigantes amarillas con $M_V < -7$ y líneas anchas $H\alpha$, señal de una pérdida de masa.

No está del todo claro si estas estrellas acabarán por explotar como supernovas, como sería de esperar para estrellas tan masivas, ya que los procesos de pérdida de masa en estos objetos pueden ser lo suficientemente intensos como para evitar que se forme un núcleo estelar de ^{56}Fe con la masa de Chandrasekar, condición necesaria para que se produzca dicha explosión. Aún es necesario estudiar en profundidad los procesos de pérdida de masa en estos objetos para entender la evolución de estas estrellas.

En el capítulo 6 se presentará una revisión de los trabajos más importantes relacionados con la evolución y las envolturas circunestelares alrededor de estas estrellas. En ese capítulo se tratarán sus características y su evolución previa y posterior. Las propiedades de las envolturas alrededor de estos objetos son poco conocidas, de modo que nos basaremos en las de las envolturas alrededor de las estrellas AGB, las cuales han sido estudiadas en profundidad.

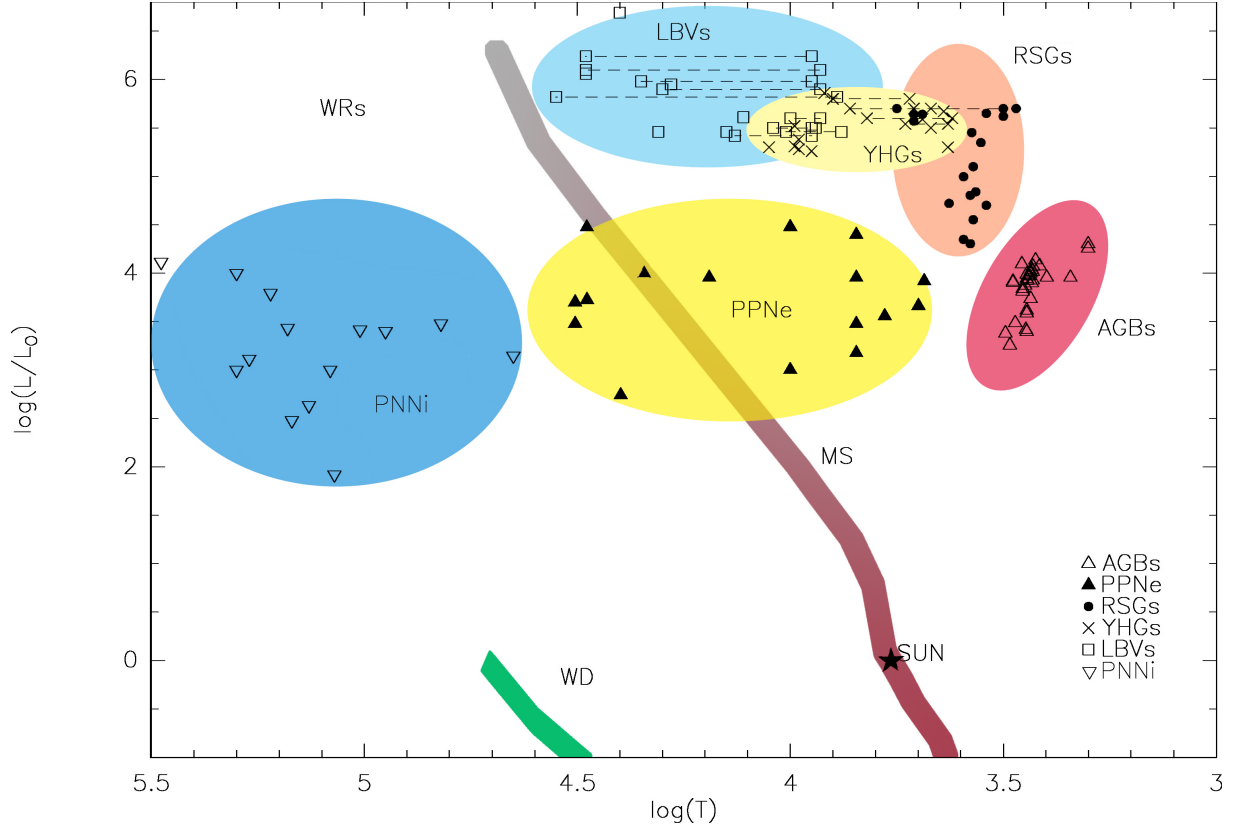


Figura 1.3: Diagrama HR general en el que se muestran las diferentes fases evolutivas para estrellas de masa intermedia y alta. En el se incluye la secuencia principal (MS; Zombeck, 1990), las enanas blancas (WD; Pottasch 1984), las estrellas AGB (Cahn & Elitzur, 1979; van Leeuwen et al. 1997), las nebulosas protoplanetarias (PPNe; Meixner et al. 2001; Bujarrabal et al. 1992; Riera et al. 1995), núcleos de nebulosas planetarias (PNNi; Fong et al. 2001; Pottasch 1984), las estrellas supergigantes rojas (RSGs; Josselin & Plez 2007; Levesque et al. 2005), las hipergigantes amarillas (YHG; de Jager 2008) y estrellas variables luminosas azules (LBVs; de Jager 1998) y estrellas Wolf-Rayet (WR; Schatzman & Praderie 1993).

Capítulo 2

Transferencia radiativa y excitación molecular. Tratamientos aproximados

Las envolturas circunestelares alrededor de las estrellas evolucionadas se estudian, principalmente, a través de la emisión molecular de las mismas, ya que, como veremos en el capítulo 4 la mayoría de el gas en ellas es frío y se encuentra en forma molecular. Para analizar los datos es necesario entender como se forman las líneas moleculares que observaremos. En el presente capítulo estudiaremos la transferencia radiativa aplicada a nuestro caso, fijándonos en las condiciones que encontraremos en las envolturas circunestelares de las estrellas objeto de la presente tesis. También veremos dos métodos de modelización de la emisión molecular, concretamente para el caso de las envolturas circunestelares en expansión alrededor de estrellas AGB e hipergigante amarillas (YHG).

2.1. Transferencia radiativa y población de niveles moleculares

La variación de la intensidad según la luz viaja en una determinada dirección, s , puede expresarse en términos de lo que se pierde al atravesar un medio y lo que aporta el mismo medio como emisor, del siguiente modo

$$(2.1) \quad \frac{d I_\nu}{d s} = -k_\nu I_\nu + j_\nu ,$$

donde k_ν es el coeficiente de absorción del medio y j_ν la emisividad del mismo.

Ahora dividimos 2.1 por k_ν y renombramos $d\tau_\nu = ds k_\nu$ y $S_\nu = j_\nu / k_\nu$. La primera expresión define la opacidad, una medida de la pérdida total de intensidad a lo largo de la dirección de propagación s , mientras que la segunda introduce la función fuente, análoga a la intensidad I_ν , pero relativa al medio en el que nos encontramos. Tras estos cambios integramos entre un punto inicial s_0 y s , llegando a la siguiente expresión:

$$(2.2) \quad I_\nu(s) = I_\nu(s_0) e^{-[\tau(s)-\tau(s_0)]} + \int_{s_0}^s S_\nu e^{-[\tau(s)-\tau(s')]} d\tau(s') .$$

La opacidad sólo tiene sentido como una diferencia de la intensidad relativa entre dos puntos, de modo que podemos fijar $\tau(s_0) = 0$. Si también suponemos, por simplicidad, que nos encontramos en un medio homogéneo (k_ν no depende de s) entonces:

$$(2.3) \quad I_\nu(s) = I_\nu(s_0) e^{-k_\nu(s-s_0)} + S_\nu (1 - e^{-k_\nu(s-s_0)}) .$$

Supongamos que tenemos dos niveles de energía u y l , con una población en cada nivel $n_{u,l} = g_{u,l} x_{u,l}$, siendo $g_J = 2J + 1$ la degeneración del nivel. Partiendo de los coeficientes de Einstein, podemos deducir que el coeficiente de absorción, k_ν , viene, salvo constantes, de la resta de la probabilidad de que sea absorbido un fotón, $B_{lu}n_l$, y la probabilidad de que se produzca emisión al pasar la molécula del estado u al l , $B_{ul}n_u$:

$$(2.4) \quad k_\nu = [B_{lu}n_l - B_{ul}n_u] h\nu \phi(\nu) ,$$

donde B_{lu} y B_{ul} son los coeficientes de absorción y emisión inducida respectivamente, ν la frecuencia de la transición, y $\phi(\nu)$ el perfil de la línea normalizado ($\int \phi(\nu) d\nu = 1$).

De forma análoga, la emisividad será proporcional a la población de el nivel u y a la probabilidad de que se produzca una desexcitación al nivel l , con la emisión del subsiguiente fotón, que viene dada por el coeficiente de emisión espontánea, A_{ul} .

$$(2.5) \quad j_\nu = \frac{h\nu}{4\pi} g_u A_{ul} n_u \phi(\nu) .$$

Los coeficientes de Einstein satisfacen las siguientes relaciones:

$$(2.6) \quad B_{ul} = A_{ul} \frac{c^2}{8\pi h\nu^3} ,$$

$$(2.7) \quad B_{lu} = A_{ul} \frac{c^2}{8\pi h\nu^3} \frac{g_u}{g_l} ,$$

donde g_i es la degeneración del nivel i . Es conveniente definir aquí la temperatura de excitación, T_{ex} , que viene dada por la población relativa de cada nivel:

$$(2.8) \quad \frac{x_u}{x_l} = \frac{n_u}{n_l} \frac{g_l}{g_u} = e^{-h\nu_{ul}/kT_{ex}} \quad .$$

Mediante estas expresiones podemos reescribir la expresión 2.4 del siguiente modo:

$$(2.9) \quad k_\nu = \frac{c^2}{8\pi\nu^2} A n_u (e^{\frac{h\nu}{kT_{ex}}} - 1) \phi(\nu) \quad .$$

Ahora podemos escribir la forma general de la función fuente:

$$(2.10) \quad S_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{x_u}{x_l - x_u} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT_{ex}} - 1} \quad .$$

De este modo hemos convertido el problema de la transferencia radiativa en un problema de población de niveles, teniendo en cuenta la interacción radiativa entre los diferentes puntos del medio. Para tratar esto utilizaremos las ecuaciones de equilibrio estadístico. Para ello tendremos en cuenta la excitaciones y desexcitaciones tanto radiativas como colisionales.

$$(2.11) \quad \dot{n}_i = - \sum_{j \neq i} R_{ij} n_i + \sum_{j \neq i} R_{ji} n_j - \sum_{j \neq i} C'_{ij} n_i + \sum_{j \neq i} C'_{ji} n_j$$

siendo R_{ij} la probabilidad de transición radiativa del nivel i al j en y C'_{ij} la probabilidad de transición colisional, ambas en s^{-1} .

Las probabilidades de transición radiativa se pueden escribir como

$$(2.12) \quad R_{ij} = A_{ij} + 4\pi \bar{J} B_{ij} \quad (E_i > E_j) \quad ,$$

$$(2.13) \quad R_{ij} = 4\pi \bar{J} B_{ij} \quad (E_j > E_i) \quad .$$

donde \bar{J} es la intensidad promediada en ángulo y frecuencias

$$(2.14) \quad \bar{J} = \int J_\nu \phi(\nu) d\nu \quad ,$$

$$(2.15) \quad J_\nu = \frac{1}{4\pi} \int I_\nu(\theta, \Phi) d\Omega \quad .$$

Actualmente se esta llevando a cabo un intenso trabajo de laboratorio para mejorar los valores adoptados para los coeficientes de colisiones para las transiciones de diversas moléculas (CO, HCN, SiO,...) y para las frías temperaturas que se encuentran en las CSEs de las estrellas evolucionadas. Podemos encontrar un catálogo actualizado en <http://www.strw.leidenuniv.nl/~moldata/> (Schöier et al., 2005). Los coeficientes colisionales cumplen el llamado principio de microreversibilidad:

$$(2.16) \quad C'_{ji} = C'_{ij} \frac{g_i}{g_j} e^{-\Delta E/kT_k} .$$

En las estrellas evolucionadas los tiempos propios de las transiciones entre los niveles son menores que los tiempos de evolución de la envoltura, por lo que podemos asumir que las poblaciones de los niveles de la especie A se encuentran en equilibrio, o lo que es lo mismo:

$$(2.17) \quad \dot{n}_i = 0, \quad \forall i .$$

También debemos añadir una ecuación de cierre para tener un sistema de ecuaciones independientes:

$$(2.18) \quad \sum_i n_i = n(A) .$$

Hemos llegado a un sistema de ecuaciones con el cual, en principio sería posible calcular, conociendo las condiciones del medio, las poblaciones de los niveles. Como hemos visto, en las ecuaciones que definen la probabilidad de transición radiativa (Ecs. 2.12–2.15) aparece la dependencia con la densidad de radiación en un punto dado, \bar{J} , la cual, a su vez, depende de la misma población de los niveles en diversos puntos. Visto de este modo, deberíamos resolver simultáneamente las ecuaciones del equilibrio estadístico para todos los puntos de la envoltura teniendo en cuenta el acoplamiento radiativo entre ellos. Resolver el problema de este modo es complicado, aunque la capacidad de los procesadores actuales ha hecho posible hacerlo. Aun así definir todos los parámetros necesarios para un modelo real es imposible con la información que contienen las observaciones a analizar, y el tiempo de computación necesario es largo.

En este capítulo expondremos algunas de las aproximaciones usadas para resolver este problema de una forma efectiva. Desarrollaremos una aproximación simple de la emisión molecular, útil en los casos en que los conocimientos sobre la estructura de la fuente son limitados, y expondremos la aproximación *LVG*, mucho más realista, que hemos usado para obtener los resultados presentados en los capítulos 5 y 7.

2.2. Aproximación LTE

Si integramos a lo largo de la línea de visión el coeficiente de absorción tendremos la opacidad o profundidad óptica. Sabiendo que la densidad de columna es $N_u = \int_{visual} dl n_u$ y suponiendo que el medio es homogéneo:

$$(2.19) \quad \tau_\nu = \frac{c^2}{8\pi\nu^2} AN_u(e^{\frac{h\nu}{kT_{ex}}})\phi(\nu) \ .$$

Expresemos ahora la opacidad en función de la velocidad, teniendo en cuenta que $\int d\nu\tau_\nu = \frac{\nu}{c} \int dV\tau_V$.

$$(2.20) \quad \tau_V = \frac{c^3}{8\pi\nu^3} AN_u(e^{\frac{h\nu}{kT_{ex}}} - 1)\phi(V) = \frac{g_u}{g_l} \frac{c^3}{8\pi\nu^3} A N_l(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT_{ex}}})\phi(V) \ .$$

Como hemos visto en la ecuación de cierre 2.18, la densidad volumétrica total para una molécula sería la suma de la densidad en cada nivel. Si suponemos que podemos expresar la población de todos los niveles con una única temperatura de excitación, podemos escribir:

$$(2.21) \quad n = \sum_{j'=0}^{\infty} n_{j'} = \frac{n_J}{g_J} e^{\frac{E_J}{kT_{ex}}} \sum_{j=0}^{\infty} g_j e^{-\frac{E_j}{kT_{ex}}} = \frac{n_J}{2J+1} e^{\frac{E_J}{kT_{ex}}} Q \ ,$$

siendo $Q = \sum (2j'+1) e^{-\frac{E_{j'}}{kT_{ex}}}$ la función de partición.

Si ahora integramos la ecuación anterior a lo largo de la línea de visión y despejamos, tendremos

$$(2.22) \quad N_J = g_J Q^{-1} e^{-\frac{E_J}{kT_{ex}}} \int_{visual} dl n \ .$$

En nuestros casos nos fijaremos en una molécula en particular A , de modo que deberemos tener en cuenta la densidad de esa molécula ($n_A = X(A)n_{H_2}$). Si ahora sustituimos $n_{H_2} = \frac{\rho}{m(H_2)}$, podemos reescribir la ecuación 2.20 como:

$$(2.23) \quad \tau_V = g_u A \frac{c^3}{8\pi\nu^3} Q^{-1} e^{-\frac{E_l}{kT_{ex}}} (1 - e^{-\frac{h\nu}{kT_{ex}}}) \frac{X}{m(H_2)} \int_{visual} dl \rho_V \ ,$$

donde hemos multiplicado y dividido por $m(H_2)$ y sustituido $\rho_V = m(H_2) n_V$ como la densidad de masa que se mueve a una velocidad V . Sabiendo que $D^2 \int_{\Omega_S} d\Omega_S \int_{visual} dl \rho_V = m_V$,

siendo D la distancia a la fuente, Ω_S el tamaño de esta, y m_V la masa emitiendo a una velocidad V escribiremos de un modo simplificado:

$$(2.24) \quad \tau_V = X C F(T_{ex}) N_V .$$

Siendo:

$$C = \frac{c^3}{8\pi\nu^3} g_u A$$

$$F(T_{ex}) = Q^{-1} e^{-\frac{E_l}{kT_{ex}}} (1 - e^{-\frac{h\nu}{kT_{ex}}})$$

$$N_V = \frac{m_V}{\Omega_S D^2 m(\text{H}_2)} , \text{ que es la densidad de columna.}$$

La intensidad que se obtiene al observar una fuente de tamaño Ω_S con un telescopio que tiene un haz de tamaño Ω_B , en unidades de temperatura, gracias a la aproximación de Rayleigh-Jeans, se puede expresar del siguiente modo:

$$(2.25) \quad \begin{aligned} T_B &= \int T_{mb} d\Omega_B = \int S_\nu (1 - e^{-\tau_\nu}) d\Omega_S \simeq T_{mb} \Omega_B \\ &= S_\nu (1 - e^{-\tau_\nu}) \Omega_S , \end{aligned}$$

donde hemos supuesto que tanto T_{mb} como S_ν y τ_V son constantes a lo largo del haz y de la fuente respectivamente.

La función fuente se puede expresar como:

$$(2.26) \quad S_\nu = \frac{h\nu}{k} \left[\frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT_{ex}}} - 1} - \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT_{bg}}} - 1} \right] ,$$

siendo T_{bg} la temperatura del fondo de microondas, esto es 2.73 K.

Despejando de 2.25:

$$(2.27) \quad \begin{aligned} (1 - e^{-\tau_V}) &= \frac{T_{mb}}{S_\nu} \frac{\Omega_B}{\Omega_S} \rightarrow e^{-\tau_V} = 1 - \frac{T_{mb}}{S_\nu} \frac{\Omega_B}{\Omega_S} \\ &\rightarrow \tau_V = \ln \left[\frac{1}{1 - \frac{T_{mb}}{S_\nu} \frac{\Omega_B}{\Omega_S}} \right] . \end{aligned}$$

Si integramos en velocidades y suponemos un valor típico para T_{mb} , como puede ser la temperatura de pico, tendremos

$$(2.28) \quad \tau = \ln \left[\frac{1}{1 - \frac{T_{mb}}{S_\nu} \frac{\Omega_B}{\Omega_S}} \right] \Delta V ,$$

siendo ΔV la velocidad equivalente, hallada al dividir el área integrada de la línea entre la temperatura T_{mb} en el pico de emisión.

Ahora si tomamos la expresión (2.24), sustituimos $\tau_V \rightarrow \tau$ y $N_V \rightarrow N$ tras integrar en velocidades, y despejamos X obtenemos

$$(2.29) \quad X = \ln \left[\frac{1}{1 - \frac{T_{mb}}{S_\nu} \frac{\Omega_B}{\Omega_S}} \right] \frac{1}{C F(T_{ex}) N} ,$$

lo cual sustituyendo nos lleva a la siguiente expresión para la estimación de las abundancias moleculares.

$$(2.30) \quad X = \ln \left[\frac{1}{1 - \frac{T_{mb}}{S(T)} \frac{\Omega_B}{\Omega_S}} \right] \frac{8\pi\nu_o^3 Q}{c^3 g_u A} \frac{e^{hB_o j_l(j_l+1)/kT}}{(1 - e^{-h\nu_o/kT})} \frac{\Omega_S D^2 m(\text{H}_2)}{M} \Delta V .$$

Para obtener la abundancia, aparte de los parámetros que obtenemos de los perfiles moleculares observados, T_{mb} y ΔV , necesitamos conocer o bien la masa emisora o la abundancia de alguna molécula. La abundancia típica de CO es bien conocida, de modo que, si tenemos datos observacionales para esta molécula, la abundancia se puede fijar para obtener la masa de gas molecular, y con ésta obtener las abundancias de otras moléculas. También es necesario conocer la temperatura de excitación, lo cual no será posible en la mayoría de los casos. Lo que haremos será suponer que la temperatura de excitación es la misma para todos los niveles, T_{rot} . De este modo, si tenemos dos perfiles observados tendremos dos ecuaciones con dos incógnitas.

A pesar de que esta aproximación va un paso más allá que las presentadas en Bujarrabal et al. (1994) y Bujarrabal et al. (2000) en su tratamiento de la opacidad, su validez debe restringirse a valores moderados de la misma. Si la opacidad es muy grande solo veremos la emisión de las zonas externas visibles de la envoltura, y por tanto los valores de la abundancia derivados por este método serán solo aproximados.

Es interesante darse cuenta de que en los casos ópticamente delgados, si el tamaño de la fuente es pequeño comparado con el tamaño del haz, la abundancia molecular es independiente del tamaño de la fuente.

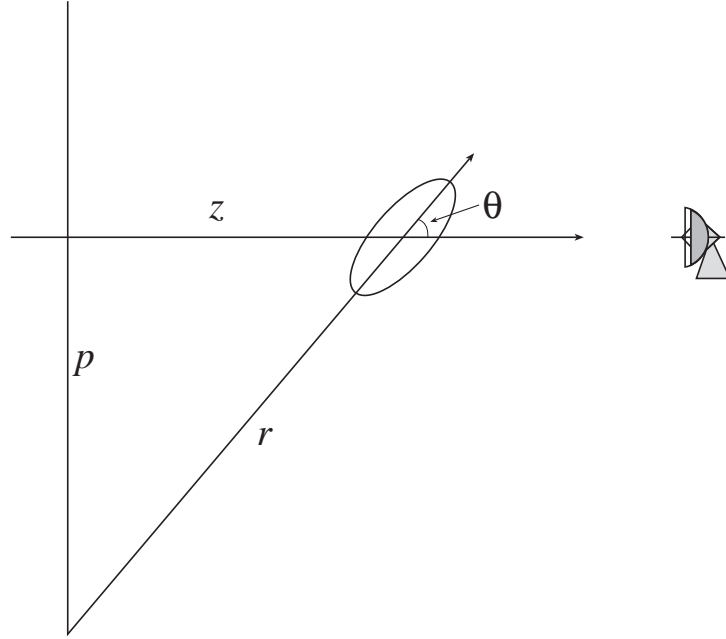


Figura 2.1: Descripción de los parámetros geométricos que entran en la aproximación LVG. También se dibuja esquemáticamente la zona en que se produce interacción radiativa.

2.3. Aproximación de Sobolev o LVG

La aproximación de Sobolev, también llamada LVG (*Large velocity gradient*) se basa en la existencia de una gran gradiente de velocidad en el medio, de modo que la variación de la velocidad macroscópica entre puntos no muy próximos es mayor que la dispersión local. Al tener un gradiente de velocidad grande podemos suponer por tanto que, debido al efecto Doppler, los puntos distantes no estarán conectados radiativamente. Esto implica que la transferencia radiativa se produce localmente, lo cual simplifica considerablemente los cálculos.

Supondremos que tenemos una envoltura con un gradiente de velocidad positivo. No es necesario suponer una simetría particular, aunque en nuestro caso supondremos simetría esférica. Podemos ver los parámetros geométricos en la Fig. 2.1. Llamaremos p al parámetro de impacto, que definirá la dirección en la que se calculará la opacidad, $\mu = \cos(\theta)$, siendo θ el ángulo que forma la línea de visión con la dirección radial. Siguiendo el formalismo de Castor (1970), se demuestra que podemos expresar la intensidad local como

$$(2.31) \quad \bar{J} = (1 - \beta)S(r) + \beta_c I_c ,$$

siendo β la probabilidad de escape, parámetro fundamental en la aproximación LVG. Ésta expresa la probabilidad de que un fotón abandone la nube, y viene dada por:

$$(2.32) \quad \beta(r) = \int_0^1 \frac{1 - e^{-\tau(\mu)}}{\tau(\mu)} d\mu ,$$

siendo:

$$(2.33) \quad \tau(\mu) = \tau(p) = \frac{\tau_0}{1 + \mu^2 \left(\frac{d \ln(V_{\text{exp}})}{d \ln(r)} - 1 \right)} = \frac{\tau_0}{1 + \mu^2 (\epsilon - 1)} .$$

En este formalismo ϵ es, como se puede ver, el gradiente logarítmico de la velocidad, y la función τ_0 viene dada por:

$$(2.34) \quad \tau_0 = \frac{c^2 A_{ul}}{8\pi\nu^2} g_u (x_l - x_u) \frac{r}{\nu V_{\text{exp}}(r)/c} .$$

El término $\beta_c I_c$ muestra la contribución de la fuente central, esto es, la radiación en continuo debida a la estrella y sus alrededores. I_c depende de la intensidad de la misma, mientras que β_c es una probabilidad de escape multiplicada por la probabilidad de que un fotón arbitrario choque con la zona central de la estrella, que es el factor de dilución:

$$(2.35) \quad W = \frac{1}{2} \left[1 - \left(1 - \frac{r_c^2}{r^2} \right)^{1/2} \right] .$$

Podemos ver que cuando la opacidad es grande el término β tiende a anularse dejándonos la expresión (2.31) como $\bar{J} \simeq S(r)$, donde domina la emisión de la envoltura, y si la opacidad es baja, entonces $\beta \sim 1$, de modo que el primer término de \bar{J} se anula dejándonos sólo la emisión de la fuente central.

2.3.1. Aplicación

Estas aproximaciones se aplican al estudio de las envolturas alrededor de las estrellas AGB y, como veremos en los capítulos 7 y siguientes, también para las estrellas evolucionadas masivas, como las hipergigantes amarillas.

Para ello, es importante comprender las condiciones físicas en estas envolturas circunestelares. Un estudio detallado de las mismas se expondrá en los capítulos 4 y 7. En primer lugar, cabe la posibilidad de plantearse la validez del procedimiento anterior, ya que como veremos en el capítulo 4 (por ejemplo en la Fig. 4.1) en las capas externas de la envoltura el gradiente radial de la velocidad es bastante bajo, llegando a tener valores de $\epsilon \lesssim 0.1$. En este

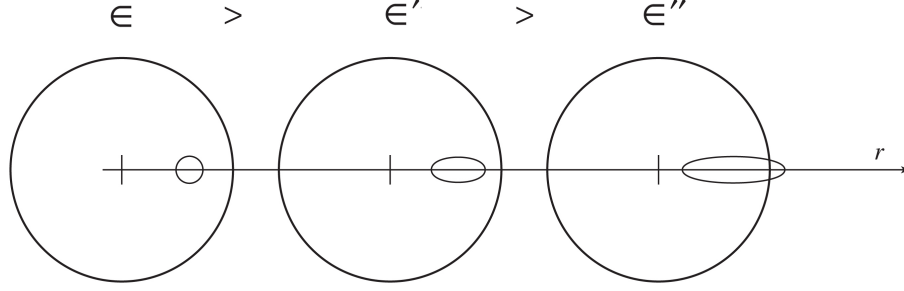


Figura 2.2: Comparación de la zona de en la que se puede considerar que el transporte radiativo se produce localmente para diferentes valores del gradiente de velocidades, ϵ .

caso sí se produce interacción entre capas diferentes, pero favorecida en la dirección radial, ya que al tomar un punto con igual radio pero distinto ángulo con respecto a la línea de visión la velocidad proyectada será distinta. De este modo la región en la que la transferencia radiativa se puede considerar como local se alarga en dirección radial, esto es, aumenta la longitud de coherencia en esa dirección (véase Fig. 2.2). Esto supone un problema a la hora de tratar efectos como la absorción de la radiación estelar. La pérdida de precisión en efectos como éste puede ser mejorada por tratamientos más precisos, como por ejemplo un método de Montecarlo, pero estos métodos tienen el problema de que algunos de los parámetros necesarios son poco evidentes en cuanto a su interpretación (véase, por ejemplo, el parámetro h en la tesis doctoral de Fredrik Schöier) y un tiempo de convergencia alto (e.g. Schöier et al., 2001).

Este procedimiento se puede llevar a cabo en una o varias dimensiones, para reproducir diferentes geometrías (véase, por ejemplo, para simetría esférica Teyssier et al., 2006, y para simetría axial Castro-Carrizo et al., 2005). En los casos relevantes para la presente tesis supondremos simetría esférica.

Para determinar las propiedades de densidad y temperatura adoptaremos las ecuaciones deducidas en el capítulo 4 para las AGBs, que como se mostrará en el capítulo 7 también son válidas para las YHGs:

$$(2.36) \quad n(r) = \frac{\dot{M}}{4\pi V_{\text{exp}} m(H_2) r^2} \quad .$$

$$(2.37) \quad T(r) = T_{17} \left(\frac{r}{10^{17} \text{ cm}} \right)^{-\alpha} + T_{\infty} \quad .$$

En general, supondremos que la pérdida de masa, la velocidad de expansión y T_{17} son constantes. Como veremos en los capítulos 4 y 7, esto suele ser cierto para V_{exp} en las regiones de la envoltura suficientemente alejadas de la estrella. Por otro lado es posible que la estrella

haya pasado por diferentes periodos de pérdida de masa, o tenga regiones chocadas con una densidad y temperatura especiales. En esos casos discretizaremos esta variación en diferentes capas con una pérdida de masa, V_{exp} y T_{17} constantes.

También es necesario introducir los radios que definirán la envoltura, y la abundancia relativa de la molécula A , para la que queremos hacer el cálculo, frente a H_2 , $X(A)$. Por otro lado, mediante el flujo infrarrojo de la estrella central podremos calcular el parámetro I_c .

Calcularemos, mediante la aproximación LVG, la densidad de población para cada nivel y para cada radio, lo que nos dará los coeficientes de emisión y absorción (ver Sec. 1 del presente capítulo), así como la temperatura de excitación para cada transición.

Si ahora integramos la ecuación de transporte radiativo para una transición particular a lo largo la línea de visión para cada velocidad observada (velocidad de expansión proyectada), obtendremos una distribución de brillo en el plano del cielo para nuestra fuente, la cual se convoluciona con el haz del instrumento para obtener una temperatura del haz principal directamente comparable con las observaciones.

Podemos ver esto en la sección anterior. En la expresión 2.25 vemos la relación de la temperatura de brillo, una vez convolucionada con el haz del instrumento, con la función fuente, que depende de la temperatura de excitación, T_{ex} , y de la opacidad. La opacidad, τ_V , como se puede ver en la ecuación 2.20 depende de la densidad de población para un nivel en particular.

También podemos ver que τ_V depende del perfil local de la línea $\phi(V)$. Supondremos que el ensanchamiento de la línea viene dado por una turbulencia descrita por una dispersión gaussiana. Esta gaussiana vendrá definida por la desviación típica σ_{turb} .

Capítulo 3

Interferometría conectada

En esta tesis vamos a presentar un gran número de mapas interferométricos obtenidos a partir de la emisión molecular de las envolturas circunestelares alrededor de los objetos estudiados. Por ello es apropiado presentar una introducción a la interferometría conectada.

Un interferómetro consiste en un sistema de antenas que observa simultáneamente un mismo punto del cielo. Veremos que los interferómetros correlan la emisión que se recibe de cada par de antenas. La distancia entre dos antenas se denomina línea de base.

3.1. Teoría básica. Síntesis de apertura

Supongamos el caso de una fuente que se encuentra a una distancia muy grande de nosotros, situada en \mathbf{R} . Una componente *cuasi-monocromática*, de la señal electromagnética debida a la fuente en \mathbf{R} que observamos en \mathbf{r} puede escribirse, asumiendo que esta se propaga en espacio vacío, como:

$$(3.1) \quad \mathbf{E}_\nu(\mathbf{r}) = \int \frac{\mathbf{E}(\mathbf{R}) e^{2\pi i \nu |\mathbf{R}-\mathbf{r}|/c}}{|\mathbf{R}-\mathbf{r}|} dS \quad .$$

Podemos definir la función \mathbf{V} como la correlación del campo \mathbf{E} en dos puntos de observación, \mathbf{r}_1 y \mathbf{r}_2 :

$$(3.2) \quad \mathbf{V}_\nu(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \langle \mathbf{E}_\nu(\mathbf{r}_1) \mathbf{E}_\nu^*(\mathbf{r}_2) \rangle \quad .$$

El asterisco denota conjugación compleja. Sustituimos $\mathbf{E}_\nu(\mathbf{r})$ en la ecuación anterior

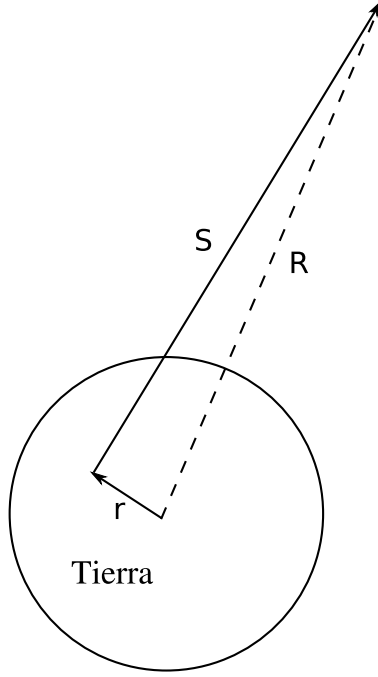


Figura 3.1: Esquema de los vectores que definen la posición de una fuente respecto de una antena.

$$(3.3) \quad \mathbf{V}_\nu(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \langle \int \int \mathbf{E}_\nu(\mathbf{R}_1) \mathbf{E}_\nu(\mathbf{R}_2) \frac{e^{2\pi i \nu |\mathbf{R}_1 - \mathbf{r}_1|/c}}{|\mathbf{R}_1 - \mathbf{r}_1|} \frac{e^{2\pi i \nu |\mathbf{R}_2 - \mathbf{r}_2|/c}}{|\mathbf{R}_2 - \mathbf{r}_2|} dS_1 dS_2 \rangle .$$

Podemos simplificar esta ecuación teniendo en cuenta que la radiación de los objetos estelares no es coherente en el espacio. Esto es lo mismo que introducir en la integral el término $\delta(\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2)$. Nos queda por tanto:

$$(3.4) \quad \mathbf{V}_\nu(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \int \langle |\mathbf{E}(\mathbf{R})| \rangle |\mathbf{R}|^2 \frac{e^{2\pi i \nu |\mathbf{R} - \mathbf{r}_1|/c}}{|\mathbf{R} - \mathbf{r}_1|} \frac{e^{2\pi i \nu |\mathbf{R} - \mathbf{r}_2|/c}}{|\mathbf{R} - \mathbf{r}_2|} dS .$$

Más aún, teniendo en cuenta que la distancia hasta la fuente suele ser del orden de parsecs, y que la distancia entre las antenas (*línea de base*) suele ser del orden de metros a miles de metros, podemos despreciar los términos $|\mathbf{r}|/|\mathbf{R}|$. En particular podemos aproximar:

$$(3.5) \quad \begin{aligned} |\mathbf{R} - \mathbf{r}| &= \sqrt{|\mathbf{R}|^2 + |\mathbf{r}|^2 - 2\mathbf{r} \cdot \mathbf{R}} = |\mathbf{R}| \sqrt{1 + |\mathbf{r}|^2/|\mathbf{R}|^2 - 2\mathbf{r} \cdot \mathbf{R}/|\mathbf{R}|^2} \simeq \\ &\simeq |\mathbf{R}| \sqrt{1 - 2\mathbf{r} \cdot \mathbf{R}/|\mathbf{R}|^2} \simeq |\mathbf{R}| (1 - \mathbf{r} \cdot \mathbf{R}/|\mathbf{R}|^2) = |\mathbf{R}| - \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{R}}{|\mathbf{R}|} , \end{aligned}$$

donde hemos usado la serie de Taylor de la raíz $\sqrt{x+1} = 1 + 1/2x - \dots$

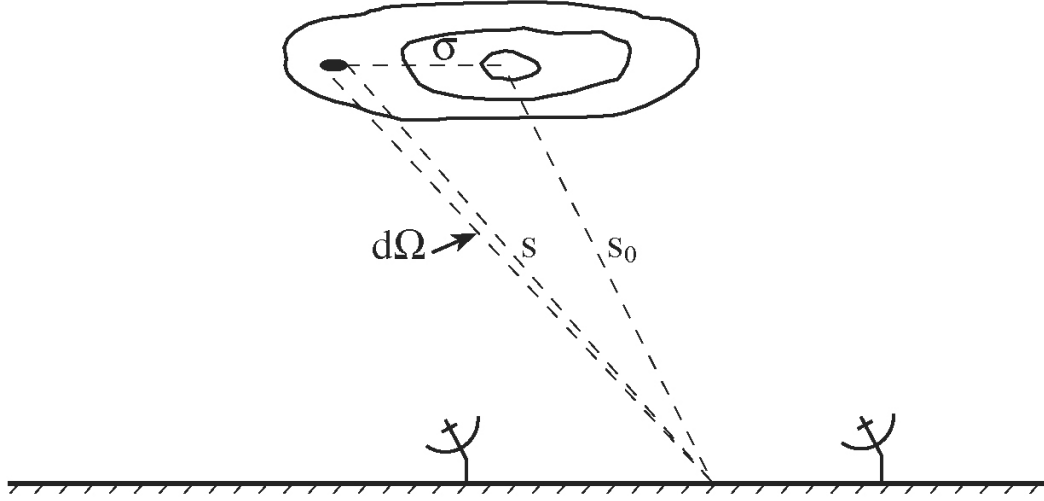


Figura 3.2: Esquema de los vectores de posición para una fuente extensa en interferometría. (Guilloteau 2000)

Si ignoramos por un momento la naturaleza vectorial de la ecuación (3.4), podremos reescribirla en términos de la intensidad observada en la fuente, $I = |\mathbf{R}|^2 \langle |\mathbf{E}_\nu| \rangle^2$. También podemos definir el vector unitario $\mathbf{s} = \mathbf{R}/|\mathbf{R}|$. Por otro lado, debido al haz de las antenas debemos reemplazar el elemento de integración dS por el ángulo sólido, $d\Omega$. Con estos cambios la expresión a la que llegamos es:

$$(3.6) \quad V_\nu(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \int I_\nu(\mathbf{s}) e^{-2\pi i \nu \mathbf{s}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)/c} d\Omega \quad .$$

V_ν es la llamada *función de coherencia espacial* o *función de autocorrelación espacial*. Nótese que esta función solo depende de la distancia relativa entre los puntos de observación o líneas de base, $(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$, en vez de en sus posiciones absolutas. Esta es la medida básica que toma un interferómetro.

Supongamos ahora la siguiente aproximación: la fuente es suficientemente pequeña, de modo que podemos asumir que $\mathbf{s} = \mathbf{s}_0 + \sigma$ (ver Fig. 3.2). Los términos cuadráticos en σ , pueden ser despreciados. Dado que los vectores \mathbf{s} y \mathbf{s}_0 son definidos unitarios, tenemos:

$$(3.7) \quad 1 = \mathbf{s} \cdot \mathbf{s} = \mathbf{s}_0 \cdot \mathbf{s}_0 + 2\mathbf{s}_0 \cdot \sigma + \sigma \cdot \sigma \approx 1 + 2\mathbf{s}_0 \cdot \sigma \Rightarrow \mathbf{s}_0 \cdot \sigma = 0$$

Esto nos indica que \mathbf{s}_0 y σ son perpendiculares. Dicho esto, podemos sugerir un sistema de coordenadas especial en el que $\mathbf{s}_0 = (0, 0, 1)$. En este sistema de coordenadas,

$$(3.8) \quad \begin{cases} \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2 = \frac{c}{\nu}(u, v, w) \\ \mathbf{s} = (x, y, 1) \end{cases}$$

Con este nuevo sistema de coordenadas, podemos reescribir la Ec. (3.6) como

$$(3.9) \quad V_\nu(u, v, w) = e^{-2\pi i w} \int \int I_\nu(x, y) e^{-2\pi i \nu (ux + vy)} dx dy \quad .$$

Normalmente, la primera exponencial se introduce en V_ν , de modo que tenemos

$$(3.10) \quad V_\nu(u, v) = \int \int I_\nu(x, y) e^{-2\pi i \nu (ux + vy)} dx dy \quad .$$

$V_\nu(u, v)$ es la función de coherencia definida por el vector \mathbf{s}_0 , que es el centro de fase.

La Ec. (3.10) es una trasformada de Fourier, y por tanto puede ser invertida

$$(3.11) \quad I_\nu(x, y) = \int \int V_\nu(u, v) e^{2\pi i \nu (ux + vy)} du dv \quad .$$

Con un interferómetro obtenemos la función de coherencia espacial, o visibilidades, para las diferentes líneas de base, que también podemos definir como puntos (u, v) en el espacio definido por la trasformada de Fourier, conocido como plano (u, v) . El plano (u, v) está definido por el vector \mathbf{s}_0 . En un sistema de observación en movimiento, las coordenadas (u, v) , que definen las líneas de base entre las diferentes antenas con respecto a una fuente en \mathbf{s}_0 , cambian. Debido a esto podemos obtener visibilidades para diferentes puntos del plano (u, v) , de modo que la cobertura de este plano será mayor. Más adelante veremos que cuando mayor es la cobertura, más se aproxima la imagen resultante, $I^S(x, y)$, a la real.

Es interesante darse cuenta de que la información sobre la estructura de la fuente, esto es, la distribución espacial, se haya en el exponente de la trasformada de Fourier $2\pi \nu (ux + vy)$. A esta cantidad también se le llama *fase de la transformada*. Las visibilidades sin información sobre la fase solo añaden flujo a la observación, pero no estructura (ver Sect. 3.4).

3.2. Estructura de un interferómetro

Lo primero que necesitamos para llevar a cabo la correlación de dos señales recibidas por dos antenas diferentes, es que dichas señales sean coherentes espacialmente. Como hemos dicho, las emisiones de los cuerpos celestes no son coherentes, de modo que es necesario hacer *interferometría de un solo fotón*, esto es, hacer la interferencia con un único frente de ondas.

En la Fig. 3.3 tenemos el esquema básico de un interferómetro de dos antenas. Como la fuente se encuentra muy alejada comparada con la distancia entre las antenas del interferómetro, podemos suponer un frente de ondas plano. La diferencia de camino óptico recorrido hasta llegar a una antena, en comparación con la otra es:

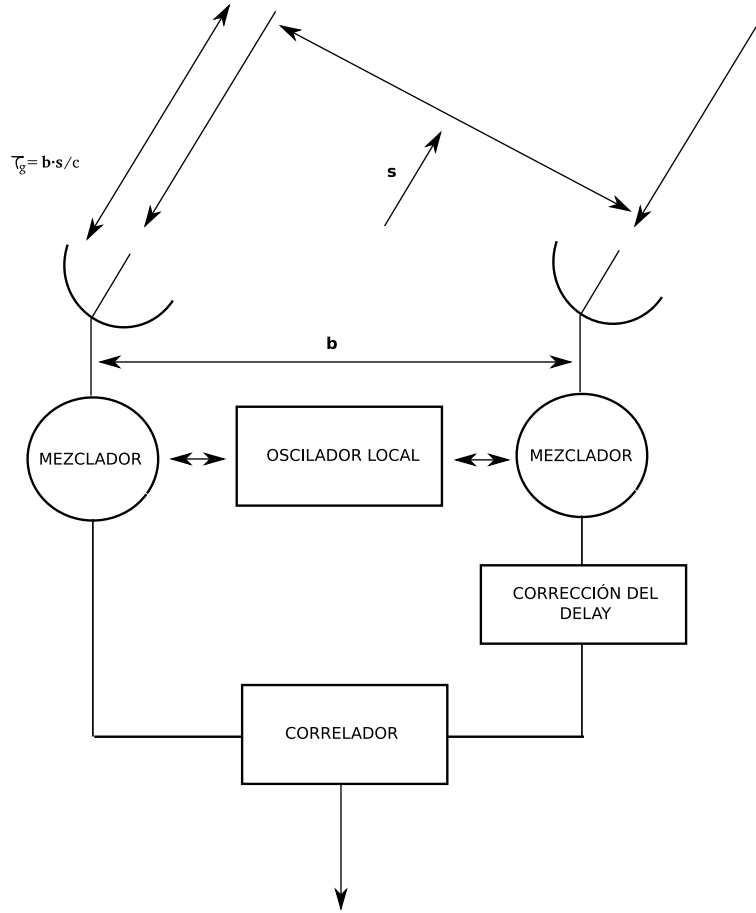


Figura 3.3: Esquema de un interferómetro formado por dos antenas.

$$(3.12) \quad \tau_g(t) = \frac{\mathbf{b} \cdot \mathbf{s}}{c}$$

Este retraso (o *delay*) depende de la orientación de las antenas con respecto a \mathbf{s}_0 y variará con el tiempo. En la construcción de un interferómetro es necesario corregir de este delay las señales recibidas con el fin de obtener el patrón de franjas típico de la interferometría. Este patrón de franjas proviene de la fase en la Ec. (3.10). Si desaparece por una mala corrección del delay perderemos la información sobre la estructura de la fuente.

Volvamos a fijarnos ahora en la Fig. 3.3 para entender las diferentes partes del interferómetro. La frecuencia de la señal, tras ser recibida, es disminuida mediante un oscilador local en el mezclador. Esto es apropiado debido a que no hay muchos sistemas (amplificadores por ejemplo) que trabajen a frecuencias tan altas. En particular estos tienen un ruido más alto que otros que trabajan a frecuencias más bajas. De modo que debemos reducir la frecuencia antes de amplificar. Posteriormente los datos son corregidos por el delay, y

finalmente se correlan para cada línea de base obteniendo $V(u, v)$.

3.3. Formación de la imagen y limpieza

3.3.1. Transformadas de Fourier y formación de la malla

La formación de una imagen a partir de las visibilidades observadas se obtiene a partir de las transformadas de Fourier de acuerdo con la relación mostrada en la Ec. (3.11). Sin embargo, la información que tenemos en el plano (u, v) es incompleta, ya que sólo disponemos de una serie de puntos o visibilidades.

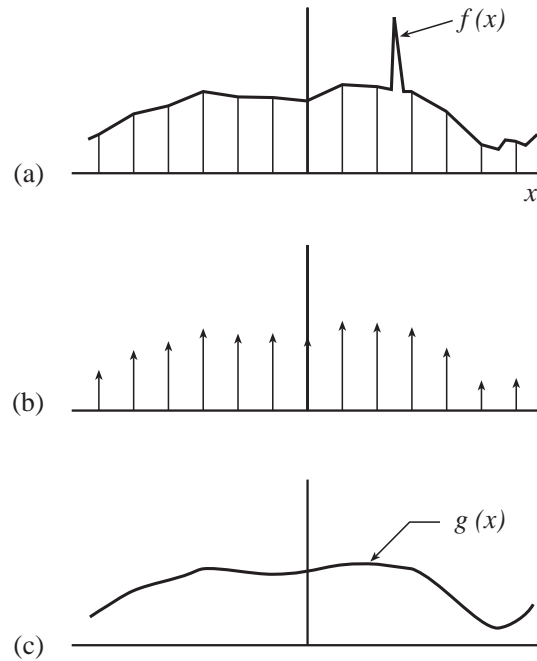


Figura 3.4: Ejemplo de la suavización de la función de las visibilidades original, $f(x)$, a la convolucionada, $g(x)$, durante el proceso de la formación de la malla.

En la práctica, se usa una aproximación llamada *transformada de Fourier rápida* (FFT). Esta aproximación se basa en la periodicidad propia de la transformación de Fourier. Por tanto, el cálculo de una FFT de 2 dimensiones requiere que los puntos de cálculo se hayan distribuido en una malla de 2 dimensiones, u y v . Para formar esta malla, se modificaron ligeramente las posiciones, en principio arbitrarias, de las observaciones. Estas deformaciones serán corregidas más adelante. También es necesario notar que las visibilidades se encuentran en una zona finita dentro de la malla.

Para formar la malla, se interpolan las visibilidades más cercanas a cada punto de esta. Dado que las visibilidades están afectadas por el ruido, la interpolación tiene cierta

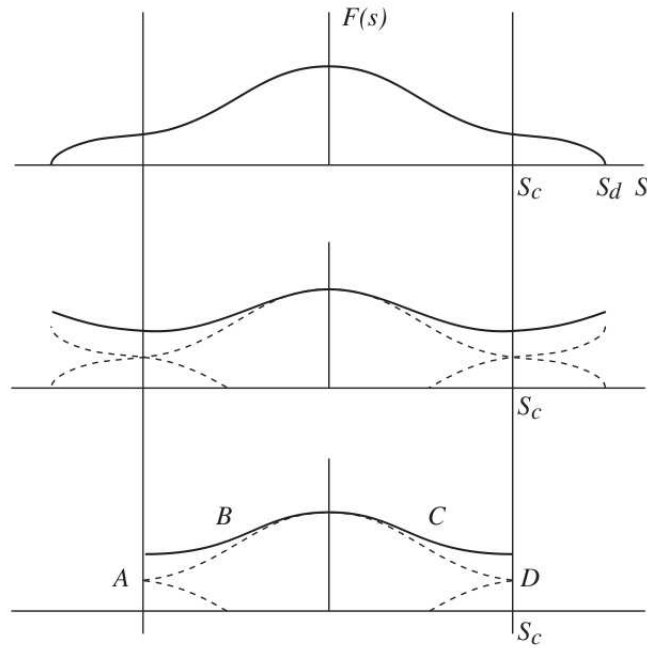


Figura 3.5: Aliasing: efecto de la formación de la malla sobre los datos. Si la celda típica de la malla es menor que el tamaño del haz principal se produce un desdoblamiento en los bordes de la malla, como se puede ver en la figura inferior.

flexibilidad a la hora de ajustar todos los puntos, sin que este ajuste sea exacto. En principio cualquier interpolación podría ser aplicada, pero es típico usar técnicas de convolución para formar la malla. Esto se puede justificar por diferentes argumentos:

- Como veremos más abajo, la visibilidades en sí mismas son resultado de una convolución con algo parecido a una gaussiana. De este modo se puede ver que las visibilidades próximas no son independientes.
- Dado que los puntos de origen tienen ruido, es mejor evitar una función que interpole exactamente los puntos (ver Fig. 3.4).
- Es posible corregir los efectos de la deformación en los datos debidos a la formación de la malla.

Aliasing

El aliasing es un problema que aparece derivado de la naturaleza periódica de la malla arriba descrita, así como del ruido de la observación en el plano uv.

Si la celda típica de la malla en el plano imagen correspondiente a la formada en el plano uv es menor que el haz principal del interferómetro, se puede producir un desdoblamiento de los datos en los bordes de la celda (Fig 3.5), falseándose los datos. La formación de la malla tiene esto en cuenta, de modo que este aliasing no suele aparecer. Para fuentes intensas, es posible que aparezca algo de aliasing debido a los haces secundarios si el campo de la imagen no es lo suficientemente grande en comparación con la fuente.

Por otro lado el ruido en el plano uv se extiende por todo el plano observado. Este ruido se traduce en ruido en el plano imagen que no está definido por el haz B . Por tanto se produce un desdoblamiento del ruido haciéndolo aumentar en los bordes de la imagen.

3.3.2. Formación de la imagen

Como hemos visto un interferómetro mide las visibilidades en el plano (u, v) . También hemos visto que la imagen $I(x, y)$ y las visibilidades $V(u, v)$ forman un par de Fourier, esto es:

$$(3.13) \quad V(u, v) = \int I(x, y) e^{i2\pi(ux+vy)} dx dy \quad .$$

Entonces directamente por inversión de la transformada:

$$(3.14) \quad I(x, y) = \int V(u, v) e^{-i2\pi(ux+vy)} dx dy \quad .$$

En la práctica, la cobertura del plano (u, v) no es total, de modo que lo que observamos no es exactamente $V(u, v)$ sino ciertos puntos de esta función. Dicho de otro modo, observamos

$$(3.15) \quad V'(u, v) = V(u, v) S(u, v) \quad ,$$

siendo

$$(3.16) \quad S(u, v) = \sum_k \delta(u_k - u) \delta(v_k - v) \quad .$$

Nuestra imagen observada, también llamada *imagen sucia*, será por tanto,

$$(3.17) \quad I^s(x, y) = \int V(u, v) S(u, v) e^{-i2\pi(ux+vy)} dx dy \quad ,$$

y sustituyendo $S(u, v)$

$$(3.18) \quad I^s(x, y) = \sum_k V(u_k, v_k) w_k e^{-i2\pi(u_k x + v_k y)} .$$

Por tanto, podemos entender la imagen como una suma de sinusoidales. Está claro que cuantos más puntos tengamos en el plano (u, v) , más términos tendremos en la suma, y la imagen sucia será más próxima a la imagen ideal $I(x, y)$.

Lóbulos secundarios. Asignación de pesos y tapering

Hemos visto que

$$(3.19) \quad I^s = \mathfrak{F}^{-1}(SV) .$$

Mediante el teorema de la convolución de las transformadas de Fourier podemos describir la imagen sucia como la convolución de la imagen real $I(u, v)$ con un haz B , también llamado *haz sucio*:

$$(3.20) \quad I^s = B * I ,$$

donde tenemos que el haz sucio del telescopio viene dado por

$$(3.21) \quad B(x, y) = \sum_k w_k \cos[2\pi(u_k x + v_k y)] .$$

De tal modo tenemos que en cada punto real observado de I obtenemos el haz sucio escalado por la intensidad de la imagen. Si la cobertura en el plano (u, v) es relativamente buena, el haz sucio se puede dividir en dos partes: un núcleo estrecho rodeado de unos lóbulos secundarios que se extienden por todo el plano (u, v) .

El factor w_k que aparece en la ecuación anterior es el peso para cada componente del plano (u, v) . Este peso puede ser modificado en la formación de la imagen. Existen tres tipos de pesos: el peso natural, el uniforme y el robusto, cada uno con unas características particulares.

El *peso natural*, $w_{k,n}$, se corresponde con el peso real de las visibilidades. Depende del tiempo de integración, de la temperatura de sistema, y del factor de conversión entre Kelvin y Jansky. Se define como:

$$(3.22) \quad w_{k,n} = \frac{1}{\sigma_k^2} \quad ,$$

Sin embargo, para fuentes intensas, en las que la relación S/N no es problema, y con una resolución espacial deficiente, puede ser conveniente utilizar el *peso uniforme*, $w_{k,u}$, que no tienen en cuenta el peso real de las visibilidades observadas. La ventaja de este peso es que reduce el ruido en los lóbulos secundarios del haz sucio. Se define como:

$$(3.23) \quad w_{k,u} = \frac{1}{\rho(u_k, v_k)} \quad ,$$

siendo $\rho(u_k, v_k)$ la densidad de puntos en esa región o rejilla del plano (u, v) .

Una tercera opción es el *peso robusto*. Es similar al peso uniforme, pero evitando dar demasiado peso a las regiones o celdas con poco peso natural. Realmente este peso sería un caso intermedio entre los dos antes mencionados. Un modo de implementarlo sería introduciendo un valor limite al peso natural w_t y definiendo un nuevo peso, $w_{k,r} = R_k w_{k,n}$, donde R_k se define como

$$(3.24) \quad R_k = \begin{cases} 1 & , w_{k,n} < w_t \\ \frac{w_t}{w_{k,n}} & , w_{k,n} > w_t \end{cases} \quad .$$

Una forma de definir esto mediante una ecuación continua podría ser:

$$(3.25) \quad R_k = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{w_{k,n}^2}{w_t^2}}} \quad .$$

Por otro lado tenemos el *tapering*, que consiste en favorecer las líneas de base cortas frente a las largas. Esto se hace multiplicando las visibilidades observadas por $T(u, v) = e^{-(u^2+v^2)/t^2}$, siendo t la *distancia de tapering*. Esto tiene las siguientes consecuencias:

- Perdemos las líneas de base largas con lo que la resolución espacial será menor.
- Favorecemos la sensibilidad a estructuras de tamaño medio.

3.3.3. Formación de la imagen limpia

Para llegar a resultados significativos científicamente, suele ser necesaria la deconvolución de la imagen sucia con el haz sucio. En ocasiones, si se sabe que la fuente presenta

simetría esférica se podría trabajar, por simplicidad, directamente en el plano imagen usando la transformada de Fourier de los modelos desarrollados previamente para ajustar las visibilidades del plano (u, v) (véase por ejemplo Schöier et al., 2006).

El proceso de deconvolución no es lineal y requiere que se impongan algunos límites a las posibles soluciones.

El algoritmo Clean

Este es el algoritmo de deconvolución más utilizado. Fue introducido por Högbom en los años setenta. La hipótesis fundamental se basa en suponer todo el cielo como un conjunto de fuentes puntuales,

$$(3.26) \quad I_{\text{cielo}} = \sum_i I_i \delta(x - x_i) \delta(y - y_i) \quad .$$

De la misma forma podemos descomponer la emisión de la fuente que estamos observando del siguiente modo:

$$(3.27) \quad I^s = \sum_i I_i B(x - x_i, y - y_i) \quad ,$$

lo que es lo mismo, decir que la imagen está formada por fuentes puntuales convolucionadas con el haz sucio.

El proceso que lleva a cabo el algoritmo es el siguiente. Se busca el punto mas intenso en la imagen sucia, y asumiendo, como hemos dicho, que procede de una fuente puntual se resta la convolución de este punto con el haz sucio. La posición e intensidad del punto substraído se almacenan en una lista de componentes limpias y se reinicia el proceso de forma iterativa hasta llegar a cierto punto que suele venir determinado por una de las siguientes opciones:

- Se llega a número de iteraciones determinado (e.g. si el hecho de añadir mas iteraciones no hace que se recupere más flujo en la limpieza).
- Hasta que toda la emisión que quede en el mapa sucio esté por debajo de cierto valor.

Una vez se ha llevado la limpieza, o búsqueda de las componentes limpias, hasta el limite indicado, estas se convolucionan con un haz gaussiano apropiado, también llamado haz limpio o sintético, y se le añade a cualquier emisión residual que haya quedado de la limpieza para presentar la imagen definitiva.

Como hemos dicho, debido al aliasing es normal que el ruido aumente en los bordes de la imagen. Durante la limpieza puede que se asuma parte de este ruido como emisión real. Para evitar esto es recomendable definir unos polígonos, dentro de los cuales se encuentre la fuente, y restringir la limpieza al área delimitada por estos.

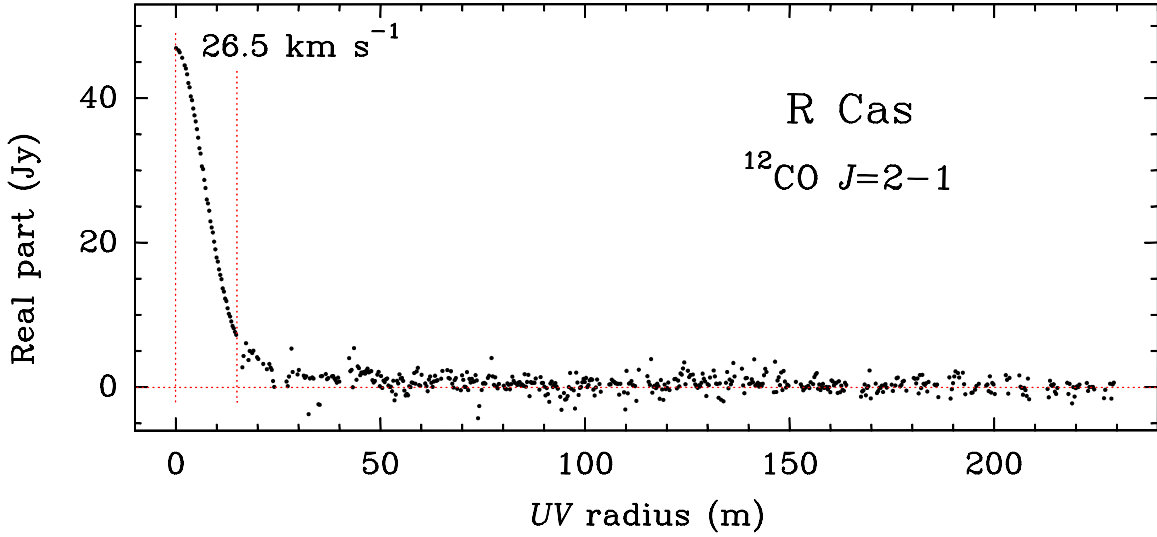


Figura 3.6: Datos obtenidos para R Cas con el interferómetro de Plateau de Bure para líneas de base > 15 m y con el radiotelescopio de Pico Veleta para líneas de base de < 15 m. Los datos para líneas de base menores de 15 metros corresponden a medidas OTF. Nótese la importancia de esta técnica para recuperar el flujo real de la fuente.

3.4. Ausencia de datos en líneas de base cortas

Hemos visto que la cobertura del plano (u, v) es fundamental para tener una imagen lo más realista posible y lo menos influida por los lóbulos secundarios. Sin embargo, la zona central del plano (u, v) quedará vacía debido a que no se pueden obtener líneas de base más cortas que el diámetro de las antenas. La ausencia de visibilidades en esas líneas de base, puede ser poco relevante, o, por el contrario, muy importante.

La transformada de Fourier de una fuente bien centrada en el campo de observación tiene su máximo en el centro del plano (u, v) . Por tanto, la pérdida de las líneas de base más cortas a veces resulta en una pérdida de flujo en el plano imagen. Este fenómeno es especialmente crítico para fuentes extensas.

Para solucionar esta ausencia de datos hay varias opciones:

- En el caso de fuentes que no son demasiado extensas, se pueden usar observaciones hechas con antena única, o lo que es lo mismo, con una línea de base de longitud cero, para recuperar el flujo. Básicamente la mezcla de estos datos significa añadir un plató a la observación original sin ninguna estructura. Si queremos detalles de la zona externa de la fuente este método no sería el más apropiado.
- En el caso de fuentes extensas, el método a seguir son las observaciones OTF (*On the fly*) con antena única. Estas observaciones consisten en tomar un campo suficientemente grande y recorrerlo realizando adquisiciones de datos cada pocos segundos de arco, avanzando en ascensión recta mientras se hace zigzag en declinación y/o viceversa,

formando una 'malla' de observaciones. Esta malla de datos de antena única pueden convertirse mediante una transformada de Fourier en visibilidades en el plano (u, v) . Podemos ver un ejemplo de esto en la Fig. 3.6.

Capítulo 4

Envolturas circunestelares en estrellas AGB. Emisión molecular

4.1. Pulsación de las estrellas evolucionadas

El proceso de pérdida de masa en las estrella de la rama asintótica de las gigantes (AGBs) determinará de manera fundamental la evolución posterior de la estrella. Como ya hemos visto, esta es una etapa de grandes cambios morfológicos y químicos. Pasaremos de las estrellas gigantes rojas rodeadas de una envoltura circunestelar, con simetría esférica, a enanas azules rodeadas de nebulosas planetarias (PNe) con una simetría fuertemente axial. Se forman moléculas en las envolturas circunestelares frías que luego serán destruidas, tanto por la radiación UV interestelar, como por el remanente estelar cuando quede expuesto en las fase de nebulosa planetaria.

Todas las estrellas gigantes rojas son variables de algún modo. La pulsación de las estrellas AGB es una oscilación alrededor del estado hidrodinámico de equilibrio. Este proceso ocurre gracias a la llamada 'capa de ionización', que está parcialmente ionizada, la cual actúa como amplificador de cualquier compresión o expansión que sufra. Cuando esta capa de ionización es comprimida la mayor parte de la energía mecánica se emplea en ionizar el gas, por lo que la temperatura de este apenas aumenta. Entonces la capa de gas, ahora ionizado, absorbe la radiación estelar que se transforma en energía mecánica, reforzando la pulsación. Por otro lado, si la capa se expande, el gas se recombinará y por tanto perderá energía en forma de radiación.

Se puede decir que el primer gran logro de las espectroscopía infrarroja aplicada a estrellas evolucionadas vino de la identificación de los choques producidos por la pulsación, determinantes en los procesos de pérdida de masa. A medida que nos alejamos de la estrella la temperatura y la densidad del gas decrecen, hasta que podemos considerar que todo el material se encuentra en forma molecular. Es gracias a las medidas de los cambios químicos y de las velocidades relativas en las capas pulsantes que se empezó a entender el mecanismo

que da origen a la pérdida de masa de los objetos evolucionados. Algunos trabajos clásicos a este respecto son los debidos a Hinkle (1978), Hinkle & Barnes (1979), Hinkle et al. (1982) o Hill & Willson (1979). Puede verse como referencia general Johnson & Querci (1986). Más recientemente podemos encontrar trabajos como Höfner et al (2003) o Nowotny et al. (2005a,b).

Un choque se produce cuando el gas fotosférico del actual ciclo de pulsación, que se aleja de la estrella, se encuentra con el del ciclo anterior, que se encuentra cayendo hacia ésta, a una velocidad relativa superior a la del sonido. En la intersección el gas se calienta de unos ~ 2000 K hasta más de 4000 K y las especies moleculares antes formadas se disocian, para luego volver a formarse tras el paso del choque. Estos procesos describen en detalle en Hollenbach & Mckee (1979).

Poco a poco se forma una capa relativamente estable suspendida alrededor de la estrella pulsante llamada 'capa en levitación', la cual es sostenida por los choques, de modo que cuando esta capa empieza a caer hacia la estrella de nuevo otro choque la empuja hacia afuera. En esta capa, que es muy externa, la atracción gravitatoria es baja de modo que la velocidad de escape es muy pequeña, por lo que el gas escapará fácilmente. En esta capa en levitación las temperaturas que se encuentran son $\lesssim 1000$ K lo que favorece una formación masiva de granos de polvo. Se ha demostrado que, gracias a un acoplamiento efectivo entre los granos de polvo y el gas (Gilman, 1972), es posible transmitir energía cinética de los granos de polvo al gas. La presión de radiación que actúa sobre el polvo se transmite al gas, produciendo esto una fuerte aceleración en el gas en levitación (e.g. Kwok 1975).

La velocidad de expansión del gas aumentará rápidamente hasta que, al aumentar la distancia a la estrella, llegue el momento en que el empuje de la presión de radiación y la atracción gravitatoria se hagan muy débiles, por lo que el gas se expandirá entonces con una velocidad constante. Véase, por ejemplo, la Fig. 1.1 debida a Goldreich & Scoville (1976). En esta figura podemos ver como la velocidad se hace constante y decrece rápidamente la temperatura a medida que nos alejamos del centro de la estrella.

Las velocidades de expansión típicas para las AGBs están entre los 5 km s^{-1} y los 30 km s^{-1} . La tasa de pérdida de masa para estos objetos está en el rango $\sim 10^{-4} - 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, con tendencia a aumentar con la evolución.

Llega un momento en el que, debido a que apenas tenemos material en la estrella aparte del núcleo de ésta, la tasa de pérdida de masa no puede ser mantenida y prácticamente cesa. En ese momento la estrella abandona la rama asintótica de las gigantes y pasa a ser un objeto post-AGB. Dado que la densidad en las capas exteriores de la estrella ha llegado a ser suficientemente pequeña, y a que la envoltura circunestelar sigue expandiéndose, el núcleo de la antigua estrella AGB comienza a hacerse visible a través del material circunestelar. Esta estrella post-AGB evolucionará manteniendo una luminosidad constante y aumentando su temperatura (y por lo tanto disminuyendo su radio), hasta convertirse en una enana azul. La nebulosa se sigue expandiendo, y aparecen unos fuertes vientos bipolares que hacen que la morfología de la ésta pase a ser fuertemente axial. Estos vientos parecen deberse a la

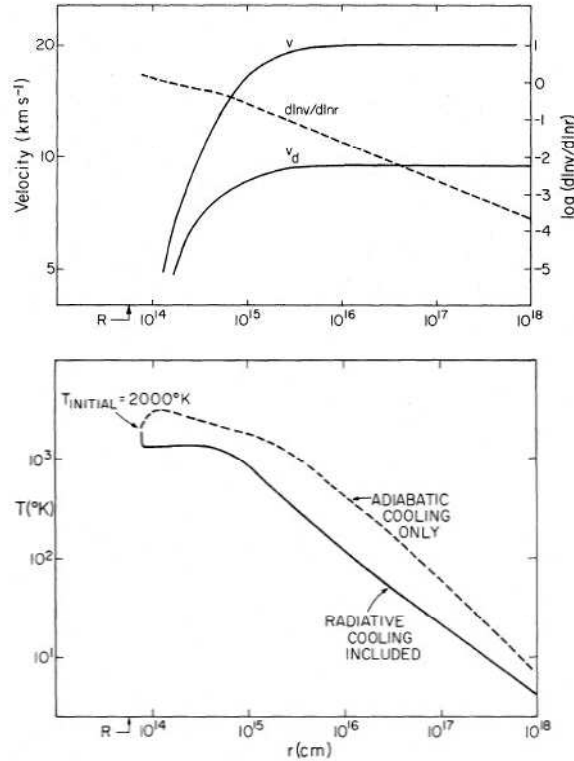


Figura 4.1: Cálculo del gradiente de velocidades y temperaturas.(Goldreich & Scoville 1976).

formación de discos alrededor de la estrella central (e.g. Bujarrabal et al., 2005, de Ruyter et al., 2006). En este punto, la estrella se encuentra en la fase de nebulosa protoplanetaria (PPN). A medida que la estrella central se calienta, su emisión UV disociará las moléculas formadas en la envoltura que la rodea, convirtiéndose el objeto en una PN. El proceso que convierte una estrella que acaba de abandonar la rama AGB en una PN es muy rápido, pues dura sólo unos 1000 años. Posteriormente, tras $\sim 10^4$ años en la fase de PN, la estrella central quedará desprovista de toda nebulosa y empezará a enfriarse pasando a ser en una enana blanca.

4.2. Condiciones físicas en las envolturas circunestelares alrededor de estrellas AGB. Dinámica, densidad y temperatura

4.2.1. Dinámica

Como hemos visto la eyección de materia se debe a la acción de la presión de radiación sobre el polvo, el cual se acopla dinámicamente con el gas, transfiriéndole momento lineal. Se pueden encontrar calculos más detallados de la dinámica circunestelar por ejemplo en Kwok

(1975) o Habing et al. (1994).

Podemos describir la dinámica de los granos como la acción de la presión de radiación sobre los mismos frente a la gravedad y a la fricción de los granos con el gas, del siguiente modo:

$$(4.1) \quad m_p \frac{dv_p}{dt} = m_p v_p \frac{dv_p}{dr} = \frac{Q\sigma_p L_\star}{4\pi r^2 c} - m_p \frac{GM_\star}{r^2} - F_d ,$$

siendo m_p y v_p la masa y la velocidad del grano característico de polvo respectivamente. Q es la eficacia promediada en frecuencias con la que los fotones transmiten momento angular a las partículas de polvo, σ_g es su sección espacial geométrica, L_\star la luminosidad estelar, F_d es la fuerza de fricción de los granos con el gas. El resto de términos tienen el significado habitual.

El valor de F_d puede expresarse como (Kwok, 1975):

$$(4.2) \quad F_d \sim m\sigma_g n v_{dg} \sqrt{v_{dg}^2 + c_s^2} ,$$

donde m y n son el valor de la masa equivalente y la densidad numérica, respectivamente, de las partículas de gas, v_{dg} es la velocidad relativa entre el gas y el polvo y c_s es la velocidad del sonido.

También podemos escribir las ecuaciones que dominan el movimiento de las partículas de gas:

$$(4.3) \quad m v \frac{dv}{dr} = -m \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} - m \frac{GM_\star}{r^2} + F'_d ,$$

siendo, ρ la densidad volumétrica, P la presión, $F'_d \sim m\sigma_p n_p v_{dg} \sqrt{v_{dg}^2 + c_s^2}$, y n_p la densidad numérica de granos de polvo.

Veamos ahora una solución aproximada de las ecuaciones de movimiento del gas. Si suponemos que la acción de la gravedad sobre los granos es despreciable, lo que es fácil de demostrar, y que las velocidades que tratamos son supersónicas podemos reescribir la ecuación 4.1 despejando la velocidad del polvo v_p

$$(4.4) \quad v_p^2 = \frac{QL_\star}{4\pi r^2 c m} .$$

Por otro lado, más allá del punto sónico (radio en el que se cumple que $v = c_s$) la presión se hace despreciable con lo que podemos reescribir la ecuación del movimiento del gas como:

$$(4.5) \quad v \frac{dv}{dr} = \frac{1}{r^2} \left(\frac{QL_\star}{4\pi mc} \frac{\sigma_p n_p}{n} - GM_\star \right) .$$

Si ahora suponemos que nos encontramos en una región en la cual los granos ya están completamente formados, esto es, su tamaño y número relativo son constantes, podemos integrar en r y obtener:

$$(4.6) \quad v(r) = \sqrt{v_o^2 + 2 \left(\frac{QL_\star}{4\pi mc} \frac{\sigma_p n_p}{n} - GM_\star \right) \left(\frac{1}{r_o} - \frac{1}{r} \right)} ,$$

siendo v_o la velocidad de expansión en un punto r_o . En general supondremos que el punto inicial, r_o es próximo a la zona de formación de granos, donde la expansión prácticamente no ha comenzado. Si hacemos tender $r \rightarrow \infty$ encontramos que la velocidad terminal de expansión es:

$$(4.7) \quad v_\infty = \sqrt{v_o^2 + \frac{2}{r_o} \left(\frac{QL_\star}{4\pi mc} \frac{\sigma_p n_p}{n} - GM_\star \right)} .$$

Si suponemos que la velocidad inicial es despreciable, lo cual está justificado por la elección de r_o , podemos escribir las siguientes ecuaciones simplificadas:

$$(4.8) \quad v_\infty = \sqrt{\frac{2}{r_o} \left(\frac{QL_\star}{4\pi mc} \frac{\sigma_p n_p}{n} - GM_\star \right)} \simeq \sqrt{\frac{2}{r_o} \left(\frac{QL_\star}{4\pi mc} \frac{\sigma_p n_p}{n} \right)} .$$

$$(4.9) \quad v(r) = v_\infty \sqrt{1 - \frac{r_o}{r}} .$$

Nótese que, como el punto en el que se forman los granos, r_o , es mucho menor que las distancias a las que se habitualmente se encuentra el material circunestelar, $v(r)$ se hace rápidamente constante e igual a la velocidad de expansión terminal, v_∞ . De hecho v_∞ suele denominarse directamente velocidad de expansión.

Como veremos, estas sencillas leyes son útiles para entender la forma de las líneas de emisión molecular de estos objetos, y en particular el ensanchamiento de las mismas debido al campo macroscópico de velocidades que presentan estas envolturas.

4.2.2. Densidad.

Supongamos una estrella AGB sufriendo una pérdida de masa constante, \dot{M} , cuya envoltura se expande a una velocidad, v . La densidad de esta envoltura a un radio r viene dada directamente por

$$(4.10) \quad n(r) = \frac{\dot{M}}{4\pi r^2 v m}$$

donde m es la masa equivalente de las partículas de gas. Nótese que, siendo v prácticamente constante, la densidad n variará como r^{-2} a lo largo de la envoltura.

4.2.3. Temperatura.

En primer lugar debemos razonar si se puede hablar de temperatura en las envolturas circunestelares. Esto es, que el sistema tenga tiempo de reajustarse al sufrir cambios termodinámicos, o dicho de otro modo, que las velocidades microscópicas se reajusten a la nueva distribución de Maxwell al cambiar las condiciones del gas. El tiempo característico para que esto pase es aproximadamente igual al tiempo característico de las colisiones elásticas. Tomando secciones eficaces geométricas ($\sigma_{geom H_2} \sim 3 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$) y velocidades térmicas ($v = \sqrt{3kT/m}$) tenemos que el tiempo necesario para el reajuste es:

$$(4.11) \quad t_r \sim \frac{1}{10^{-11} \sqrt{T} n} .$$

Por otro lado, tenemos que el tiempo en el que se producen los cambios macroscópicos en la envoltura viene dado por la expansión:

$$(4.12) \quad t_c \sim r/v .$$

En general se encuentra que el cociente t_r/t_c es mucho menor que 1 en las envolturas típicas. Esto conlleva que los cambios son suficientemente lentos como para que las velocidades microscópicas se reajusten.

A la hora de describir la temperatura en una envoltura debemos tener en cuenta los distintos procesos de calentamiento y enfriamiento que se encuentran en esta a nivel microscópico.

Supondremos que la única variación temporal es debida a la propia expansión, de modo que trabajaremos en una sola dimensión, ya que r y t serán intercambiables. Para poder suponer esto, la variabilidad de estas estrellas no debe afectar a la temperatura de la

envoltura. Realmente esto es así, ya que el tiempo que necesita mantenerse una variación en los fenómenos de calentamiento y enfriamiento del gas para que sus efectos sobre la temperatura sean relevantes es mayor que el periodo de variación estelar. Esto es, la variación estelar es demasiado rápida como para afectar a la temperatura de la envoltura.

Si aplicamos la primera ley de la termodinámica al gas circunestelar en expansión, que nos da el balance energético, obtenemos:

$$(4.13) \quad \frac{du}{dt} = \frac{P}{\rho^2} \frac{d\rho}{dt} + \frac{dq}{dt} ,$$

siendo t el tiempo, u la energía interna por unidad de masa, y q la tasa neta de pérdida de energía por unidad de masa.

Tomemos ahora la ecuación de continuidad y la ley de los gases ideales:

$$(4.14) \quad P = \frac{k\rho T}{m_{H_2}} ,$$

$$(4.15) \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{v}) = 0 .$$

Nótese que en nuestro caso trabajamos con simetría esférica, y por tanto trabajamos con una variable espacial r y una temporal t . Hemos visto arriba que ambas variables son intercambiables.

Mediante estas ecuaciones podemos transformar el termino del trabajo en:

$$(4.16) \quad \frac{P}{\rho^2} \frac{d\rho}{dt} = -\frac{kT}{m} \left(\frac{dv}{dr} + \frac{2v}{r} \right) .$$

Por otro lado es habitual expresar el término debido a la ganancia de energía como función de el calentamiento ganado H y perdido C :

$$(4.17) \quad \frac{dq}{dt} = \frac{H - C}{mn} .$$

Si suponemos un gas monoatómico ($\gamma = 5/3$) tendremos que

$$(4.18) \quad u = 3/2 \frac{kT}{m} .$$

Introduciendo todo esto en la ecuación 4.13 llegamos a la expresión

$$(4.19) \quad \frac{r}{T} \frac{dT}{dr} = -4/3(1 + \epsilon/2) + \frac{8\pi r^3}{3kTM} m(H - C) ,$$

donde ϵ es el gradiente logarítmico de la velocidad, $\epsilon = d \ln v / d \ln r$.

El primer término de esta expresión viene de la expansión del medio, es un enfriamiento adiabático. Como hemos visto, en las regiones externas de las envolturas circunestelares de estos objetos $\epsilon \sim 0$, de modo que si este término domina frente al segundo podemos escribir $T(r) = T_o(r/r_o)^{-4/3}$.

Para evaluar el segundo término debemos fijarlo en los procesos que enfrían y calientan el medio. Una parte importante de el enfriamiento proviene de la emisión de fotones que escapan de la nube. Este enfriamiento es importante en el caso de la emisión molecular de las moléculas más abundantes, como H_2O , CO y HCN (que puede ser muy abundante en envolturas ricas en carbono), a través de sus transiciones rotacionales y vibracionales. Pueden verse cálculos detallados en de Jong et al (1975), Goldreich & Scoville (1976) y Hartquist et al. (1980). El cálculo de las tasas de emisión es en todo caso complicado dado que existen parámetros de hecho desconocidos.

Los procesos que contribuyen fundamentalmente al calentamiento del medio son las colisiones entre el gas y las partículas de polvo, H_{dg} , el intercambio de calor entre estas dos especies, $H_{\Delta T}$, el debido al efecto fotoeléctrico, H_{fe} , y a los rayos cósmicos, H_{rc} . Utilizando el formalismo de Groenewegen (1994), donde Ψ es la razón de polvo a gas, a el tamaño del grano en μm , $f_{He} = n(He)/n(H)$, ρ_d es la densidad del polvo en $gr\ cm^{-3}$, podemos escribir, expresado en $erg\ s^{-1}\ cm^{-3}$:

$$(4.20) \quad H_{dg} = 1.2254 \times 10^{-40} n(H_2) \frac{\Psi(1 + 4f_{He})^2}{\rho_d a} \left(\frac{LQv(r)}{\dot{M}} \right)^{3/2} \frac{1}{1 + v_{dg}/v(r)} ,$$

donde v_{dg} es, como vimos, la velocidad relativa entre el gas y el polvo, que se puede escribir como:

$$(4.21) \quad v_{dg} = 1.4293 \times \left(\frac{LQv(r)}{\dot{M}} \right)^{0.5} .$$

$$(4.22) \quad H_{\Delta T} = 2.008 \times 10^{-31} n(H_2) \frac{\Psi(1 + 4f_{He})^2}{\rho_d a} T^{0.5} (T_d - T) \alpha_c$$

siendo α_c es el coeficiente de acomodación, que se puede escribir como:

$$(4.23) \quad \alpha_c = 0.35e^{\sqrt{(T_d+T)/500+0.1}} .$$

donde T_d es la temperatura del polvo.

Nótese que cuando $T > T_d$, el valor de $H_{\Delta T}$ se vuelve negativo. Esto es, enfriará en vez de calentar.

$$(4.24) \quad H_{fe} = 1.37 \times 10^{-24} n(H_2) \frac{\Psi(1 + 4f_{He})}{\rho_d a} G_o \frac{Y}{0.1} e^{\tau_{0.1}} \left[\frac{(1-x)^2}{x} + x_k \frac{x^2 - 1}{x^2} \right]$$

siendo G_o el flujo UV, $\tau_{0.1}$ es la profundidad óptica del polvo desde r hasta infinito a $0.1 \mu\text{m}$, Y el rendimiento fotoeléctrico de los granos, x es un parámetro de la carga y x_k es una constante de valor $6.33 \cdot 10^{-6} T$.

$$(4.25) \quad H_{rc} = 6.4 \times 10^{-28} n(H_2) (1 + 4f_{He})$$

Vemos que este formalismo es muy apropiado para comparar la importancia de los diferentes términos. Groenewegen (1994) muestra que el término de intercambio de calor puede ser importante, aunque es sensiblemente inferior que el primero. El término debido al efecto fotoeléctrico puede ser importante en las capas externas, pero en conjunto puede ser despreciado, del mismo modo que el debido a los rayos cósmicos. Por tanto todos estos términos el más importante es el primero. Expresándolo siguiendo a Goldreich & Scoville (1976) tenemos que podemos aproximar:

$$(4.26) \quad H \sim \frac{1}{2} m n^2 v_d^3 \frac{\sigma_p n_p}{n} .$$

donde n_g la densidad del gas, y σ_g la sección eficaz de los granos.

En general los términos derivados son bastante inciertos. Por ejemplo el cálculo de la sección eficaz de los granos, o la velocidad relativa entre el polvo y el gas que determina fuertemente el término H .

Nótese que podemos escribir la Ec. 4.19 como (Groenewegen 1994):

$$(4.27) \quad d\ln(T) = -\beta d\ln(r) + f(r)dr .$$

Si imponemos la condición de contorno $T(r_{in}) = T_0$ e integramos, podremos llegar a:

$$(4.28) \quad T(r) = T_0 \left(\frac{r}{r_{in}} \right)^{-\beta} + r^{-\beta} \int_{r_{in}}^r f(r') r'^{\beta} dr' .$$

Podemos suponer, como una primera aproximación, que la temperatura decae con r^{α_t} . Nótese que esto es equivalente a suponer que la expansión es el proceso dominante en el enfriamiento. También se supone una temperatura residual para $r \sim \infty$, T_{min} , que nos da una medida de la radiación interestelar. Entonces:

$$(4.29) \quad T(r) = T_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-\alpha_t} + T_{min} \quad .$$

Se ha encontrado que esta expresión para la temperatura, a pesar de ser una aproximación, es adecuada para las estrellas AGB (e.g. Kemper et al. 2003, Teyssier et al. 2006).

Otra forma de plantear el problema de la indeterminación de los parámetros, es dejarlos como parámetros libres dentro del cálculo (ver, e.g., Schöier et al. 2001).

Ambas soluciones sacrifican el entendimiento de los procesos que hemos visto, pero son extremadamente útiles para deducir pérdidas de masa, tamaños y densidades en estos objetos, así como una estimación de la temperatura.

4.3. Química circunestelar

En las CSEs hay una química muy rica, lo que conlleva la presencia de un gran número de moléculas. Estas moléculas varían desde diatómicas como el CO, hasta con un gran número de átomos, como el benceno, C_6H_6 (Cernicharo et al., 2001). Para entender las reacciones que producen las moléculas es necesario introducir el concepto de *velocidad de reacción*, K_r . Esta magnitud se entiende como la cantidad de reacciones que ocurren por segundo. Por ejemplo, imaginemos una reacción exotérmica $A + B \rightarrow C + D$. Tendremos

$$(4.30) \quad - \frac{dn(A)}{dt} = - \frac{dn(B)}{dt} = K_r n(A)n(B) \quad .$$

De esta expresión podemos derivar directamente el tiempo característico de una reacción, t_r , para cada especie molecular. Por ejemplo para A

$$(4.31) \quad t_r(A) = \frac{1}{K_r n(B)} \quad .$$

La velocidad de la reacción, en los casos exotérmicos, se puede describir en función de los parámetros de Arrhenius,

$$(4.32) \quad K_r = A e^{-E_a/kT_k} \quad ,$$

donde E_a es la llamada *energía de activación* que es la energía mínima necesaria para que la reacción se produzca, mientras que A , llamado en ocasiones el *factor de frecuencia*, representa la frecuencia con la que dos moléculas se encuentran con suficiente energía como para reaccionar. En ciertos casos, cuando no existe barrera de potencial que repela a ambas moléculas, y dicho potencial sólo consista en un pozo, el aumento de la temperatura evitará la reacción, de modo que en ese caso la energía de activación será negativa.

En las reacciones probables A toma valores típicos de $\sim 10^{-11} - 10^{-10} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$. Por otro lado, el valor que se encuentra para E_a/k es de más de 10000 K para moléculas estables, $\sim 0 - 5000$ para reacciones entre una molécula estable y otra inestable o un átomo, y en el caso de dos radicales es prácticamente cero.

Los parámetros de las reacciones son poco conocidos para las temperaturas tan bajas en las que se encuentran estas moléculas. Actualmente se está realizando un intenso trabajo de laboratorio para medir estos parámetros.

Debido a las bajas temperaturas que encontramos en las CSEs alrededor de las estrellas evolucionadas es poco probable que se produzcan reacciones endotérmicas. En cualquier caso, en sus tasas de reacción es necesario añadir un nuevo término para tener en cuenta la diferencia de energía de los estados previos y posteriores a la reacción, E_{00} . La velocidad de reacción en este caso sería:

$$(4.33) \quad K_r \sim A e^{-E_a/kT_k} e^{-E_{00}/kT_k} .$$

En las regiones en las que nos encontramos la mayor parte del material se haya en forma molecular, ya que la temperatura es muy baja como para disociar las moléculas estables.

Por otro lado, en las regiones internas de las envolturas circunestelares los tiempos característicos de las reacciones t_r son menores que los tiempos característicos de la capa, t_c , que, como hemos visto, viene dado por la expansión. A medida que se expande la envoltura, dado que el sistema es capaz de readaptarse a los cambios, las abundancias se encontrarán en equilibrio para una temperatura dada $T(r)$.

Las abundancias en estado de equilibrio a una temperatura dada se pueden calcular utilizando las ecuaciones disociativas (véase e.g. Lafont et al. 1982). Estas ecuaciones, para moléculas diatómicas toman la siguiente forma:

$$(4.34) \quad \frac{n(A)n(B)}{n(AB)} = K_d(T) ,$$

siendo $n(A) = X(A)n$ la abundancia de la molécula A y K_d la constante de disociación, que se define como:

$$(4.35) \quad K_d(T) = \frac{g(A)g(B)}{g(AB)} e^{\frac{-E_{00}}{kT}}$$

donde g es la degeneración del estado que en este caso se puede descomponer como $g = g_{int}g_{tr}$. El primer término es la función interna de partición de la especie que depende de T . El segundo es la función de partición translacional. E_{00} es la energía de disociación (equivalente a la descripción dada arriba).

Nótese que las moléculas con energías de disociación alta (moléculas estables) tienen un valor de K_d bajo y por tanto la abundancia de estas especies será alta. Lo contrario ocurre para los radicales. Pueden verse cálculos de K_d en Tsuji (1973). De este modo tenemos que las moléculas como CO o HCN son muy abundantes mientras que otras como HCO^+ o CN aparecerán en regiones que no se encuentran en equilibrio termodinámico. También es necesario notar que la reacción $A + B \leftrightarrow AB$ no tiene porqué estar produciéndose, simplemente es necesario que estén conectadas por algún camino químico. La abundancias no sólo dependen de la temperatura, sino también de la presión. Los gases más densos son más abundantes en moléculas pesadas.

El equilibrio químico sólo se encuentra realmente en la atmósfera y las capas internas de la envoltura. Más allá de distancias de unos cuantos 10^{14}cm , las reacciones se hacen demasiado lentas para reajustarse con la expansión. De este modo las abundancias quedan congeladas, es decir, conservan los valores de la abundancia para temperaturas más altas donde las reacciones aún eran eficaces. Nótese que la *temperatura de congelación* es diferente para cada especie.

Este tipo de cálculos han sido muy útiles para estimar las abundancias moleculares, aunque hoy en día se utilizan modelos más exactos. A continuación estudiaremos procesos que alteran la química de equilibrio que hemos visto hasta ahora.

4.3.1. Acreción de granos

La formación de granos es un proceso altamente fuera del equilibrio en nuestro caso. Su formación ocurre muy rápidamente en capas internas de la envoltura (ver Fig. 4.2). Esto es debido a que en esas regiones, alrededor de la capa en levitación mencionada previamente, las velocidades no son altas y los materiales refractarios, como el silicio, se quedan rápidamente adheridos a los núcleos de los granos. Poco tiempo después la velocidad de expansión aumenta deteniendo la acreción de otras especies y el aumento de los granos.

La acreción de las partículas refractarias es tan rápida que en unos pocos años prácticamente todas las moléculas de estas especies desaparecerán del medio circunestelar en forma de gas (Fig. 4.3).

De hecho, se ha encontrado que generalmente la abundancia de SiO se restringe a unos pocos radios estelares (e.g. Lucas et al., 1992). Estas zonas compactas donde se encuentra

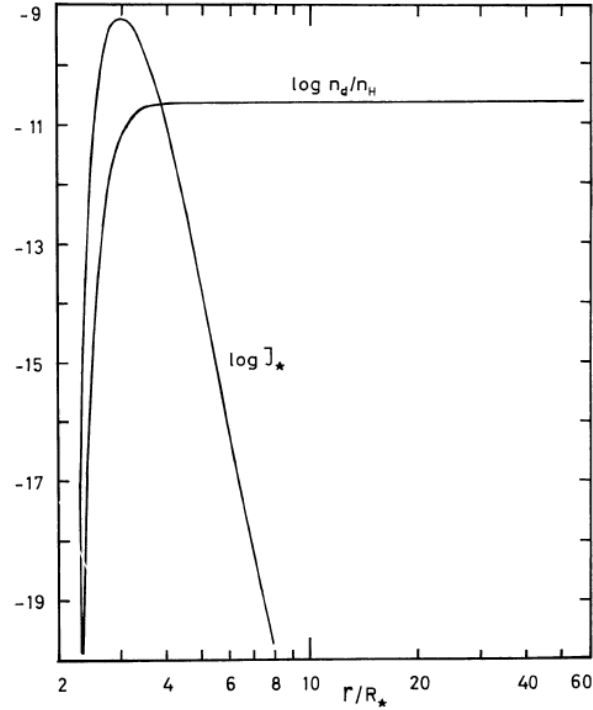


Figura 4.2: Tasa de nucleación, J_* y número de granos por átomo de hidrógeno (Gail & Sedlmayr, 1985).

SiO coinciden con aquellas en la que los granos aun no están completamente formados.

El estudio de la formación y acreción de granos no es fácil. Pueden verse ejemplos en Gail & Sedlmayr (1985), Dominik et al (1993) o Woitke & Niccolini (2005). Las ecuaciones que controlan el crecimiento de los granos son las siguientes, despreciando la velocidad relativa entre el gas y el polvo:

$$(4.36) \quad K_i(r, t) = \int_0^\infty dN N^{i/3} f(N, r, t) .$$

siendo $f(N, r, t)$ la densidad numérica de granos que contienen N moléculas a una distancia r de la estrella en un momento t . Estos momentos $K_i(r, t)$ nos dan el número de granos por centímetro cúbico (K_0), el radio medio de los granos ($\sqrt[3]{3/4\pi K_1/K_0}$), su superficie promedio ($\sqrt[3]{36\pi K_2/K_0}$), o el volumen promedio de los mismos (K_3/K_0). Se cumplen las siguientes relaciones:

$$(4.37) \quad \frac{\partial K_0}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 v K_0 = J_* .$$

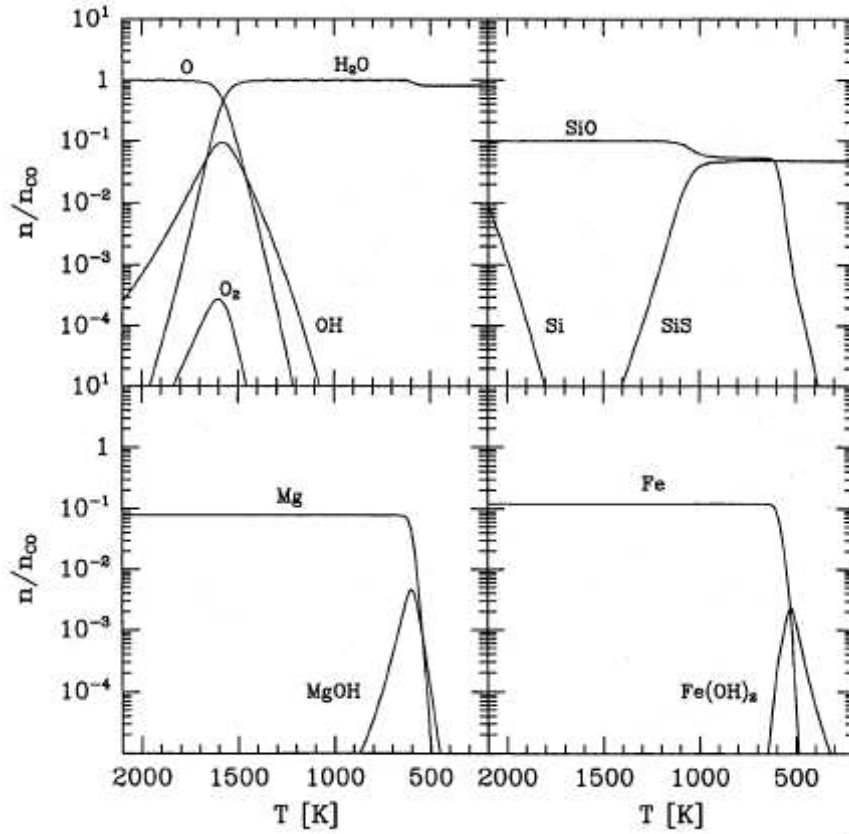


Figura 4.3: Abundancias de especies relevantes para la formación de granos con respecto a la temperatura (Dominik et al., 1993).

$$(4.38) \quad \frac{\partial K_i}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^i v K_0 = \frac{1}{\tau} K_{i-1} \quad (i \geq 1) .$$

donde J_* es la tasa de nucleación.

Nótese la imprecisión de la definición de $f(N, r, t)$ y J_* , añadida a las simplificaciones introducidas por los autores arriba citados. Sin embargo, a pesar de que los resultados son aproximados nos dan una idea de lo que ocurre en las envolturas. Por ejemplo, la ausencia de SiO en regiones alejadas de la estrella, lo que se ha visto confirmado por las observaciones.

4.3.2. Fotodisociación

Otro proceso importante que se encuentra de hecho fuera del equilibrio es la fotodisociación de las moléculas por parte del campo de radiación UV del medio interestelar. La

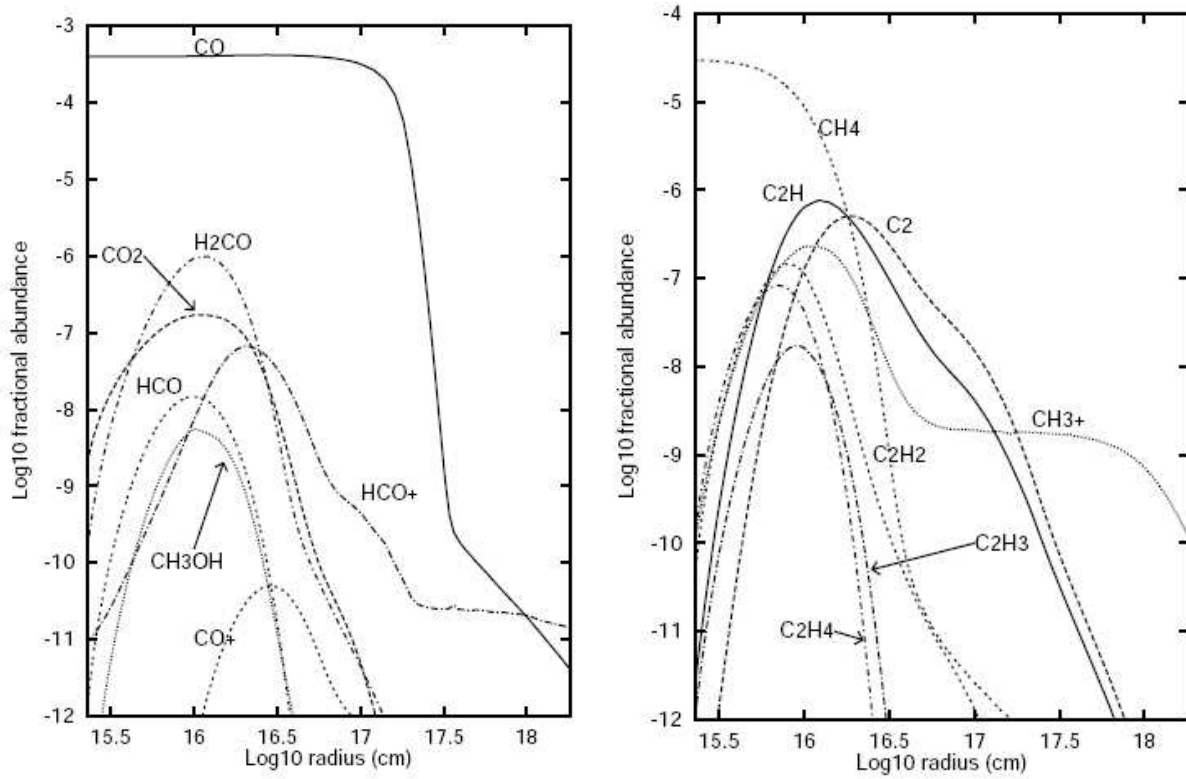


Figura 4.4: Variación de la abundancia relativa con el radio para especies oxigenadas (*izquierda*) y carbonadas (*derecha*), obtenidas por Willacy & Millar (1997).

radiación propia de la estrella que forma la envoltura no es importante en estos momentos de la evolución estelar ya que la estrella es muy fría. Más adelante, cuando la estrella central se haya vuelto suficientemente caliente su radiación ionizará el medio de dentro hacia fuera, destruyendo las moléculas presentes en las regiones internas de la envoltura.

La radiación interestelar puede asemejarse a un cuerpo negro con una temperatura de unos 10000 K. Diversos autores han calculado la probabilidades de fotodisociación para diferentes moléculas (e.g. Mamon et al. 1988). Estas probabilidades, P_{dis} , son del orden de 10^{-10} s^{-1} , variando según la molécula.

El radio de fotodisociación en el cual la abundancia de las moléculas decae sensiblemente puede estimarse como $R_{dis} = v_{exp}/P_{dis}$. Una velocidad típica para la expansión de estas envolturas es 10 km s^{-1} . De este modo obtenemos un radio para las envolturas de 10^{16} cm (Fig. 4.4).

Otro efecto que debe ser tenido en cuenta es el apantallamiento tanto por parte del polvo como del propio gas. Esto depende directamente de la densidad del medio, o, dicho de otro modo, de la pérdida de masa (Fig. 4.5). Una estrella que sufra una pérdida de masa muy fuerte tendrá una envoltura molecular muy extensa. Veremos en el Capítulo 7 como

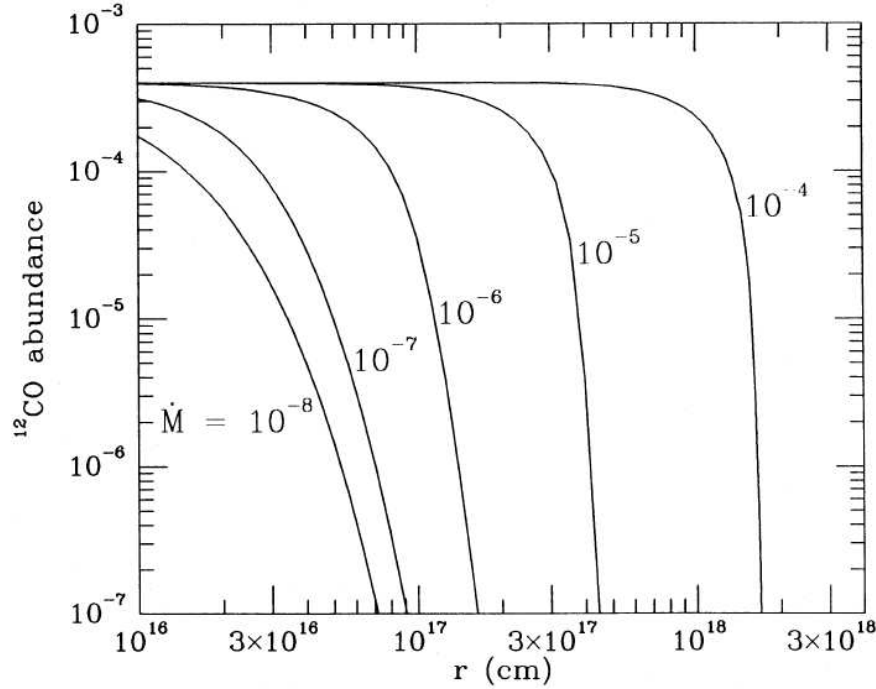


Figura 4.5: Variación de la abundancia relativa de CO con respecto a la pérdida de masa (Mamon et al., 1988).

este es el caso de las estrellas hipergigantes amarillas.

4.4. Abundancias moleculares.

Como hemos dicho, en las envolturas circunestelares la mayoría del material se encuentra en forma molecular. En el proceso de formación de moléculas es determinante la relación de abundancia entre carbono y oxígeno, C/O. Los dragados que se producen durante la fase AGB alteran las abundancias en la fotosfera de estas estrellas, dando lugar a envolturas circunestelares con una mayor concentración de carbono y otras con una mayor cantidad de oxígeno. La diferente concentración de una u otra molécula depende de la masa de la estrella (véase e.g. Blöcker et al. 2000). Originalmente estas estrellas son ricas en oxígeno. Las estrellas con una masa menor que $1.5 M_{\odot}$ mantienen la razón $C/O < 1$. Por otro lado, las estrellas AGB con una masa $1.5 M_{\odot} \lesssim M \lesssim 4 M_{\odot}$ presentan una abundancia superior de carbono que de oxígeno en las zonas internas, lo cual se traduce en una razón $C/O > 1$ en la fotosfera de la estrella AGB tras los dragados. Sin embargo, en las estrellas con $M > 4 M_{\odot}$ la capa convectiva llega a zonas muy internas y calientes de la estrella, produciéndose el llamado *Hot bottom burning*. Este, mediante el ciclo CNO, transforma el carbono en nitrógeno, aumentando la abundancia relativa de oxígeno en la fotosfera estelar tras el tercer dragado.

La importancia de la razón C/O proviene de que la molécula de CO se forma muy fácilmente, y la mayor parte de ambos componentes se consumen en ese proceso. De este modo, en el caso de que tengamos un exceso de carbono, todo el oxígeno se empleará en formar CO, y apenas podremos tener otras moléculas oxigenadas. Sin embargo, sí se formarán muchas moléculas carbonadas como HCN, CS,... En caso contrario serán moléculas oxigenadas como SiO, H₂O, etc, las que se formen mayoritariamente. Esto dará lugar a dos tipos de objetos con una química muy bien diferenciada, las estrellas AGB oxigenadas y las AGBs carbonadas. También existe un tipo intermedio (cuando C/O~1) llamado tipo S. Podemos ver ahora la importancia del tercer dragado, ya que los elementos pesados que se llevan a las capas superiores pasarán a formar parte de las moléculas que observamos.

A continuación podemos ver algunas abundancias moleculares con respecto a H₂ para envolturas alrededor de estrellas carbonadas y oxigenadas, así como los tamaños de las zonas donde la molécula en cuestión es abundante. Las abundancias de estas tablas están tomadas de Bujarrabal et al. (1994a), Nyman et al. (1993) y Olofsson (2005), y los tamaños de Dayal & Bieging (1995), Guélin et al. (1993) y referencias en ellos.

Molécula	X	R_{out}	R_{in}	observación
¹² CO	10 ⁻³	> 10 ¹⁶		mm, esp. rotacional
¹³ CO	2 10 ⁻⁵	≥ 10 ¹⁶		mm, esp. rotacional
HCN	3 10 ⁻⁵	1-5 10 ¹⁶		mm, esp. rotacional
H ¹³ CN	10 ⁻⁶	1-4 10 ¹⁶		mm, esp. rotacional
CN	5 10 ⁻⁶	1-8 10 ¹⁶	1-3 10 ¹⁶	mm, esp. rotacional
C ₂ H ₂	3 10 ⁻⁴	1-3 10 ¹⁶ ?		IR, esp. vibracional
HC ₃ N	10 ⁻⁶	1-5 10 ¹⁶	1-2 10 ¹⁶	mm, esp. rotacional
CS	10 ⁻⁶	1-3 10 ¹⁶		mm, esp. rotacional
C ₄ H	2 10 ⁻⁶	1-5 10 ¹⁶	1-2 10 ¹⁶	mm, esp. rotacional
SiS	2 10 ⁻⁶	1-3 10 ¹⁶		mm, esp. rotacional
SiO	10 ⁻⁷	~ 10 ¹⁶		mm, esp. rotacional

Tabla 4.1: Abundancias moleculares (X), rango de radios (cm) donde se haya la especie, y modo de observación, para estrellas carbonadas.

Existe un rango de radios en los que podemos encontrar cada molécula ya que estas se forman en un determinado momento, ya sea a través de gas monoatómico o por disociación de otras moléculas, como por ejemplo la disociación de HCN que da como resultado CN. El radio externo está determinado por la fotodisociación de moléculas debido a la radiación UV del medio interestelar.

En los regímenes tan fríos en los que nos encontramos, el modo básico de observación es buscar la emisión de los modos de rotación molecular J , cuyas energías de excitación son unos pocos grados kelvin, aunque también se usan los modos vibracionales (más energéticos) para trazar zonas internas de la envoltura. La emisión de estos modos rotacionales requiere que la molécula tenga un momento dipolar permanente, de modo que las moléculas isoatómicas, H₂ por ejemplo, no son observables de esta manera. Del mismo modo, tampoco esperamos encontrar transiciones vibracionales en moléculas isoatómicas, ya que la intensidad de éstas

Molécula	X	R_{out}	R_{in}	observación
^{12}CO	$3 \cdot 10^{-4}$	$> 10^{16}$		mm, esp. rotacional
^{13}CO	10^{-5}	$\gtrsim 10^{16}$		mm, esp. rotacional
H_2O	$\sim 2 \cdot 10^{-4}$	$1-3 \cdot 10^{16}$		FIR, esp. rotacional
OH	$\sim 10^{-4}$	$1-4 \cdot 10^{16}$	$1-3 \cdot 10^{16}$	cm, esp. máser
HCN	$4 \cdot 10^{-7}$	$1-3 \cdot 10^{16}$		mm, esp. rotacional
CN	$2 \cdot 10^{-7}$	$1-3 \cdot 10^{16} ?$		IR, esp. vibracional
HC_3N	$< 2 \cdot 10^{-7}$	$1-3 \cdot 10^{16} ?$		mm, esp. rotacional
CS	10^{-7}	$1-3 \cdot 10^{16} ?$		mm, esp. rotacional
SiS	$7 \cdot 10^{-7}$	$1-3 \cdot 10^{16} ?$		mm, esp. rotacional
SiO	$5 \cdot 10^{-6}$	$1-3 \cdot 10^{16}$		mm, esp. rotacional
SO	$2 \cdot 10^{-6}$	$10^{16} ?$		mm, esp. rotacional

Tabla 4.2: Abundancias moleculares (X), rango de radios (cm) donde se haya la especie, y modo de observación, para estrellas oxigenadas.

depende de la derivada del momento angular con respecto a la separación entre los átomos de la molécula.

Las transiciones rotacionales suelen aparecer en el rango de las ondas milimétricas, como se puede comprobar en las tablas anteriores, con lo que para observar estas transiciones es necesario el uso de radiotelescopios.

4.5. Perfiles moleculares.

Las envolturas circunestelares presentan, como hemos visto, unos radios y unas velocidades de expansión grandes, por lo que tendremos un campo de velocidades macroscópicas importante. Este campo de velocidades repercute directamente en los perfiles observados, ya que, como veremos, es el principal responsable del ensanchamiento de las líneas. El resto de efectos que contribuyen al ensanchamiento de las líneas (e.g. el ensanchamiento Doppler) son despreciables en nuestro caso. Con ciertas aproximaciones se puede predecir el perfil del espectro que esperamos encontrar para diferentes situaciones.

Supongamos que tenemos una envoltura circunestelar que se expande con una velocidad $V_{exp}(r)$. Si la estrella se mueve con respecto a nosotros a una velocidad V_{sys} , tendremos que la velocidad observada para cada punto de la envoltura viene dado por:

$$(4.39) \quad V_{obs} = V_{sys} - V_{exp} \cos(\theta) \quad ,$$

donde θ es el ángulo que forma $V_{exp}(r)$ en un punto dado con la línea de visión, como podemos ver en la Fig. 4.6. Ya podemos deducir la anchura total de la línea en velocidades que será $\Delta V = 2V_{exp}$. Nótese que, en radiofrecuencias, se tiende a representar los perfiles de las líneas frente a la velocidad equivalente a la frecuencia relativa por efecto Doppler, en

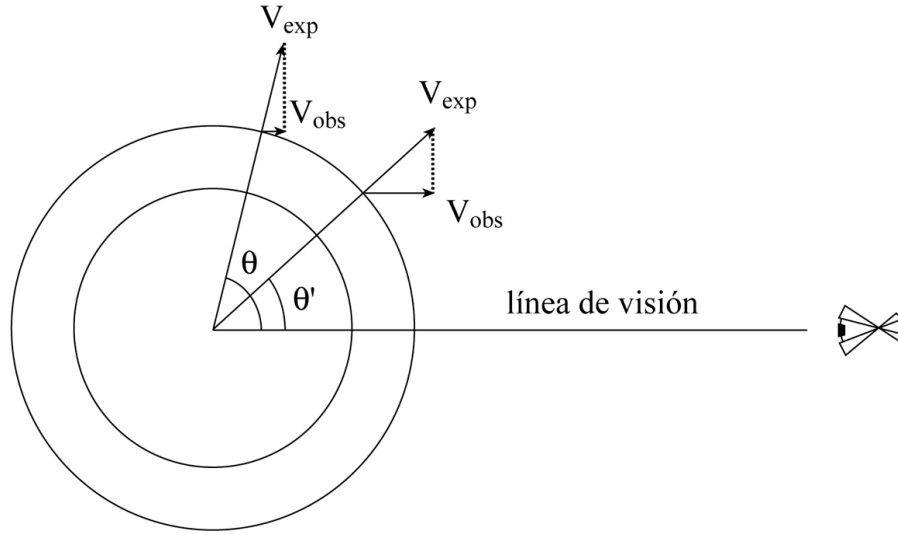


Figura 4.6: Diagrama del campo de velocidades para una envoltura circunestelar.

vez de frente a la frecuencia en sí, dado que como hemos visto, y veremos más adelante, la velocidad equivalente nos da información inmediata sobre la dinámica de nuestra fuente.

La intensidad de la emisión en el caso ópticamente delgado, aparte de otras constantes, depende de la masa emisora (véase Capítulo 2). Supondremos que la velocidad es constante en toda la envoltura, lo que, como hemos visto, no es descabellado. De este modo, la intensidad debida a una capa será proporcional al volumen que emite para una determinada velocidad, V_{obs} .

Si nos fijamos en la Fig. 4.6 podemos ver que la zona con un radio dado que emitirá a una determinada velocidad, esto es, cuya proyección V_{obs} es la misma, viene dada por la circunferencia con ángulo θ constante. Nótese la equivalencia entre hablar de V_{obs} y θ .

Supongamos que tenemos un diferencial de volumen que emite entre V_{obs} y $V_{obs} + \Delta V_{obs}$, con un radio entre r y $r + \Delta r$. Si integramos para todos los puntos emitiendo a la misma velocidad, obtendremos el volumen emisor para ese V_{obs} es

$$(4.40) \quad Volumen \propto \int_0^{2\pi} d\phi \int_{\theta}^{\theta+\Delta\theta} d(\cos\theta) \propto \int_{V_{obs}}^{V_{obs}+\Delta V_{obs}} \frac{d(V_{obs})}{V_{exp}} = \frac{\Delta V_{obs}}{V_{exp}}.$$

Como vemos el volumen emisor no depende de V_{obs} , de modo que para todas las velocidades proyectadas tendremos la misma intensidad. Esto nos llevaría a un perfil rectangular.

En el caso de una emisión ópticamente espesa, la intensidad viene sólo de las últimas capas, por tanto depende de la superficie emisora. De un modo similar al anterior se puede demostrar que la superficie emisora es proporcional al $\sin^2(\theta)$, lo que nos da perfiles

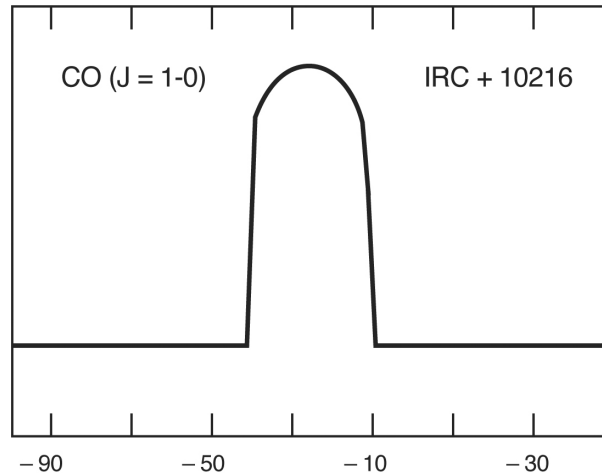


Figura 4.7: Perfil típico para una emisión ópticamente espesa y no resuelta espacialmente.

parabólicos en este caso. (Ver Fig. 4.7.)

Un tercer tipo de perfil es el correspondiente al caso de una fuente resuelta espacialmente por el telescopio. Si estamos apuntando al centro de nuestra fuente, y el haz de nuestro telescopio es menor que el tamaño de la misma, la emisión que proviene de las velocidades centrales del perfil se pierde parcialmente. Así, en el caso ópticamente delgado, nuestro perfil muestra un par de 'cuernos' a las velocidades extremas (ver Fig. 4.8).

Perfiles moleculares en objetos post-AGB

Como se ha comentado en la sección 1.1 las envolturas alrededor de las estrellas post-AGB se caracterizan por la presencia de dos vientos, uno lento, que proviene de la fase AGB, y otro post-AGB, rápido y fuertemente bipolar. La presencia de este viento post-AGB tiene una consecuencia directa sobre los perfiles observados en esta fuente. Al perfil 'AGB' que hemos visto arriba, debido al viento lento, se le añade una componente poco masiva y rápida, lo que se traduce en la aparición de unas alas en el perfil (Fig. 4.9). Este viento rápido es el responsable de la formación de las condensaciones F, G, I y J en la Fig. 1.1. La extensión de estas alas depende de la velocidad de expansión de la componente rápida de la envoltura y del ángulo que forma esta componente axial con la línea de visión.

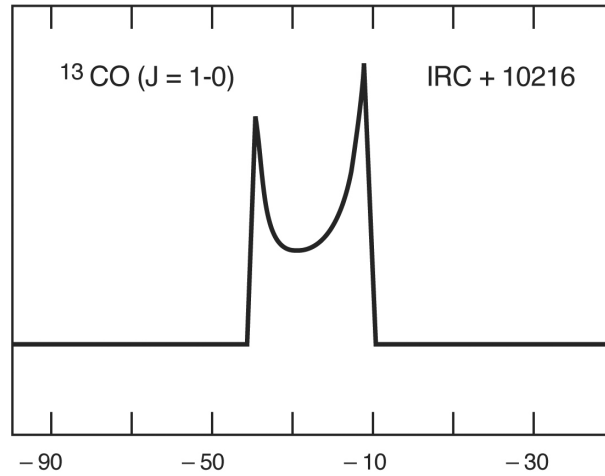


Figura 4.8: Perfil típico para una emisión ópticamente delgada estando la fuente resuelta espacialmente. Nótese que en la zona central a pesar de que la emisión decrece esta no se hace cero. Esto es debido a que la velocidad aumenta radialmente como hemos visto, y habrá puntos a radios inferiores que caigan dentro de nuestro haz y que emitirán a una velocidad proyectada igual a la velocidad central.

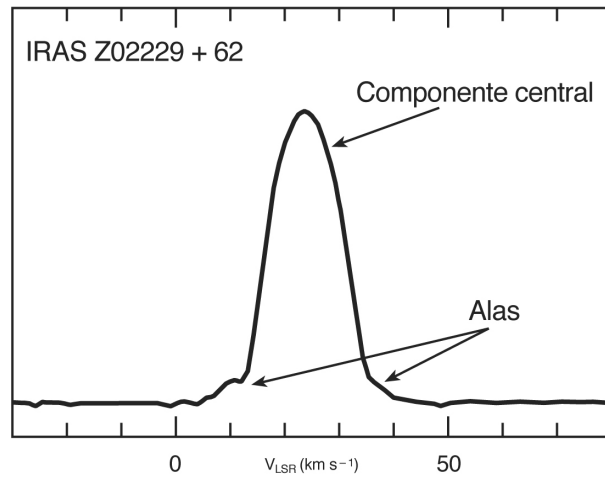


Figura 4.9: Perfil típico para una estrella post-AGB. Nótese la aparición de las alas correspondiendo con la componente rápida de la envoltura.

Capítulo 5

Estudio sistemático de la emisión molecular de CO en estrellas AGB y post-AGB

Como hemos visto en el capítulo 1, la pérdida de masa es el proceso que gobierna la evolución tardía de las estrellas AGB en su camino hacia la fase PN. Una herramienta extremadamente útil para el estudio de las características de las envolturas alrededor de estas fuentes es la observación de la emisión de CO, que es la molécula que mejor traza el gas molecular.

El proyecto que se presenta en el artículo siguiente consiste en la observación sistemática de la emisión de las transiciones rotacionales de CO $J=1-0$ y $J=2-1$ de 45 fuentes (ver Tabla. 5.1), incluyendo fundamentalmente estrellas AGB y algunas post-AGB tempranas. En la muestra de fuentes elegidas se ha pretendido incluir la mayor variedad de objetos, teniendo en cuenta su química (rica en oxígeno o carbono), su variabilidad (variables tipo Mira, semirregulares, irregulares,...), las masas iniciales, etcétera, con el fin de llevar a cabo un estudio lo más completo posible. Hasta la fecha se han observado 41 fuentes. Una vez las observaciones y la calibración de los datos hayan concluido se procederá a hacer una estadística de las características encontradas, como la presencia de estructuras peculiares, se realizará un estudio cuantitativo de las asimetrías y, para los casos más interesantes, se desarrollarán modelos con el fin de reproducir las observaciones. Debido a que las CSEs alrededor de las estrellas evolucionadas son particularmente extensas, las observaciones han consistido fundamentalmente en mapas interferométricos, complementados con perfiles obtenidos con antena única y observaciones OTF, con el fin de recuperar el flujo perdido y la emisión de la componente extensa. El análisis de observaciones de este tipo, incluyendo datos interferométricos y tratando de cartografiar fuentes extensas con una gran resolución espacial (lo cual es necesario en vista de las estructuras que se encuentran), es particularmente complicado. En primer lugar, al tener observaciones de dos instrumentos, es importante la calibración relativa de ambas observaciones. También es importante asignar correctamente los pesos a

cada visibilidad. Como hemos visto en el capítulo 3, la mayor parte del flujo proviene los datos obtenidos con antena única, mientras que las componentes compactas son trazadas por el interferómetro. En los casos en los que los mapas interferométricos están limitados dinámicamente, el proceso de formación de la imagen puede ser delicado ya que se pueden tomar componentes que provienen de las observaciones de antena única e introducirlas en las regiones debidas a los haces secundarios, falseando parcialmente los datos.

En esta primera publicación, reproducida más abajo, se presentan los primeros mapas interferométricos, obtenidos para 11 estrellas.

A pesar de que, como se esperaba, la mayoría de las envolturas alrededor de las estrellas AGB son fundamentalmente esféricas, la alta resolución y rango dinámico con que contamos nos muestran simetrías claramente diferentes.

Algunas fuentes presentan asimetrías en las zonas externas de la CSE (e.g. IRC +10011), mientras que las regiones internas de la misma muestran una simetría esférica. La razón de esta estructura podría ser la interacción de la envoltura, inicialmente esférica, con el medio interestelar, como se ha observado a gran escala para la gigante roja Mira (Martin et al. 2007). Sin embargo, tampoco se puede descartar la presencia de una variación en la isotropía de la pérdida de masa con el tiempo.

Otras fuentes (como IK Tau) muestran asimetrías en las capas más internas, lo que podría ser debido a la incipiente presencia de colimación en las eyecciones de materia de objetos ya relativamente evolucionados.

En ambos casos, podemos calcular las escalas de tiempo para la variación de la isotropía de la pérdida de masa. Así, la pérdida de masa para IK Tau era isótropa hace 250 años, pero actualmente no lo es. Por otro lado, la escala de tiempo encontrada para la variación de la isotropía de la pérdida de masa en IRC +10011 es de 1200 años.

Por otro lado, algunas AGBs, como RX Boo y X Her, presentan una clara simetría axial en la envoltura, similar a la encontrada para objetos post-AGB. En estas fuentes no se ha detectado la presencia de ningún halo esférico alrededor de la fuente, lo cual parece indicar que la asimetría de estas CSEs es intrínseca a la pérdida de masa en estos objetos, que no sería isótropa.

Algunos de los objetos post-AGB observados (IRAS 19475+3119, IRAS 20028+3910) presentan también una clara simetría axial, y, en algunos casos, vientos rápidos. Nótese la diferencia de estos vientos relativamente rápidos comparados con los chorros bipolares que son observados en nebulosas planetarias, los cuales son extremadamente rápidos y ionizados. Sin embargo, los mapas obtenidos para la estrella post-AGB CRL 2477 no muestran estructuras evidentes.

También encontramos en las observaciones de algunas de estas fuentes la presencia de arcos, lo cual parece evidenciar variaciones en la pérdida de masa. El caso más relevante es el de R Cas, para el cual podemos calcular el tiempo típico de las variaciones de la pérdida de masa. Se encuentra que la pérdida de masa varía en escalas de tiempo de 300–650 años. Esto

Fuente	Otros nombres	Posición central (J2000)		Velocidad LSR (km s ⁻¹)	Tipo	Tipo de química
		RA	Dec			
IRC+10011		01:06:25.99	12:35:53.40	+9.5	OH/IR	O
IK Tau		03:53:28.84	11:24:22.60	+35	Mira	O
TX Cam		05:00:51.17	56:10:54.20	+10	Mira	O
RX Boo		14:24:11.63	25:42:13.40	+2	semiregular	O
X Her		16:02:39.17	47:14:25.30	-73	semiregular	O
CRL 2362		19:18:14.67	23:49:27.90	+29	OH/IR	O
IRAS 19475+3119		19:49:29.56	31:27:16.20	+18	early post-AGB	?
χ Cyg		19:50:33.92	32:54:50.60	+10	Mira	S
CRL2477		19:56:48.40	30:44:02.60	+5	early post-AGB	C
IRAS 20028+3910		20:04:35.90	39:18:45.40	+5.9	early post-AGB	?
V Cyg		20:41:18.27	48:08:28.80	+14	Mira	C
IRAS 21282+5050		21:29:58.50	51:04:00.50	+14	early post-AGB	C
S Cep		21:35:12.83	78:37:28.19	-15	Mira	C
OH 104.9+2.4		22:19:27.81	59:51:21.70	-26	OH/IR	O
IRAS 23321+6545		23:34:22.70	66:01:51.00	-55	early post-AGB	C
R Cas		23:58:24.87	51:23:19.70	+25	Mira	O
OH 127.8+0.0		01:33:51.23	62:26:53.20	-56	OH/IR	O
IRC +50049		01:58:44.33	45:26:06.90	-2	semiregular	O
AFGL 292		02:02:38.63	07:40:36.5	+23	semiregular	O
Betelgeuse		05:55:10.30	07:24:25.40	+4	supergiant	O
IRAS 06192+4657		06:22:58.50?	46:55:34.90	-23		C
UU Aur		06:36:32.84	38:26:43.80	+8	semiregular	C
R Gem		07:07:21.27	22:42:12.70	-59		S
BM Gem		07:20:59.01	24:59:58.10	+72	variable	C?
R LMi		09:45:34.28	34:30:42.80	0	Mira	O
R Leo		09:47:33.49	11:25:43.60	0	Mira	O
CIT-6		10:16:02.34	30:34:18.30	-2	Mira	C
V Hya		10:51:37.25	-21:15:00.30	-17	variable	C
RT Vir		13:02:37.98	05:11:08.39	+18	semiregular	O
R Hya		13:29:42.78	-23:16:52.79	-10	Mira	O
S CrB		15:21:23.96	31:22:02.60	-1	Mira	O
V CrB		15:49:31.31	39:34:17.90	-99	Mira	C
He 3-1475		17:45:14.10	-17:56:47.00	+48	early post-AGB	O
OH 17.7-2.0		18:30:30.70	-14:28:57.00	+61	early post-AGB	O
OH 26.5+0.6		18:37:32.52	-05:23:59.40	+27	OH/IR	O
R Sct		18:47:28.95	-05:42:18.50	+56		O
W Aql		19:15:23.44	-07:02:49.90	-25	Mira	S
IRAS 19500-1709		19:52:52.70	-17:01:50.30	+25	early post-AGB	C
RR Aql		19:57:36.06	-01:53:11.33	+30	Mira	O
AFGL2494		20:01:09.05	40:55:39.20	+29	Mira	C
T Cep		21:09:31.78	68:29:27.21	-2	Mira	O
IRAS 22223+4327		22:24:31.42	43:43:11.20	-30	early post-AGB	C
AFGL 3068		23:19:12.63	17:11:33.20	-30	Mira	C
LP And		23:34:27.43	43:33:01.90	-17	variable	C
TX Psc		23:46:23.52	03:29:12.50	+12	irregular	C

Tabla 5.1: Muestra completa de las estrellas evolucionadas de masa intermedia que forman parte del proyecto.

es compatible con resultados previos obtenidos para la estrella AGB carbonada IRC +10216 (Mauron & Huggins, 1999). Nótese que estos arcos también se detectan alrededor de algunos objetos post-AGB, como CRL 2688 (Sahai et al. 1998), siendo una reminiscencia de la estructura de la pérdida de masa en la fase AGB.

También TX Cam muestra un arco en forma de espiral; arcos espirales se han encontrado en la estrella AGB CRL 3068 (Mauron & Huggins, 2006) o la Wolf-Rayet WR 104 (Tuthill et al. 2008). Tuthill et al. asocian esta estructura a un sistema binario. Es posible que la aparición de los arcos sea en general consecuencia la alteración de la pérdida de masa debido a la interacción de sistemas binarios. Sin embargo, esto conllevaría que los arcos se distribuirían en el plano de rotación del sistema. En contra de esta hipótesis se encuentran las observaciones de arcos en luz reflejada para algunas nebulosas planetarias, que muestran que estos arcos y los chorros bipolares se encuentran aproximadamente en el mismo plano (se espera que los chorros bipolares aparezcan perpendicularmente al plano de rotación del sistema binario). Por lo tanto, probablemente la interacción de un sistema binario sólo debe ser invocada para explicar las estructuras espirales, y no los arcos en general.

Mapping ^{12}CO $J=2-1$ & $1-0$ emission in AGB & early post-AGB circumstellar envelopes I. First sample

A. Castro-Carrizo, G. Quintana-Lacaci, R. Neri, V. Bujarrabal, F. Schöier, J.M. Winters,
H. Olofsson, M. Lindqvist, J. Alcolea, R. Lucas & M. Grewing

Abstract

We are carrying out a systematic study of the circumstellar envelopes (CSEs) around AGB and early post-AGB objects with the IRAM Plateau de Bure interferometer and the Pico Veleta 30m telescope. We aim to obtain high quality maps to study the structure and kinematics of these objects. Our source sample includes 45 evolved objects (see Table.5.2). This sample was selected to have a great variety of stellar parameters (e.g. initial mass, photospheric chemistry). So far, we have obtained interferometric CO maps of 34 objects, which are being calibrated nowadays. Once the sample is completed we will study the statistics of the properties obtained for the CSE around them, we will obtain a quantitative study of the asymmetries found, and, for the most interesting cases, we will develop models to reproduce the observations. In this work we present a first subsample of 11 objects, for which we have obtained the calibrated maps. The calibration and reduction of these maps is often complicated. The AGB stars usually show extended envelopes, therefore, short-spacing data is needed to recover the extended emission. In this first subsample, although, as expected, most of the CSEs observed are spherical, we will also see departures from this symmetry. Some sources show a clear departure in the extended regions of the CSE, while the central emission remains spherical. In contrast, other sources show an extended spherical halo, and a central asymmetrical region. Also arcs (R Cas) and axial symmetry (χ Cyg) are found for some objects. The inner region of TX Cam shows a spiral shape. Preliminary models show that mass loss variations with scales of $\sim 5 \cdot 10^2$ years.

5.1. Introduction

The evolution of red giants at the end of the asymptotic giant branch (AGB) and on their way to the planetary nebula (PN) stage is the most spectacular change occurring in the life of most stars. During this phase, the evolution of the star is no longer determined by the nuclear reactions occurring in the deep stellar interior, but is governed by the mass

loss emanating from the stellar surface. Therefore, the process that controls the fate of the star is directly accessible to observations. The bulk of the mass loss takes place in the late AGB phase, with rates as high as $10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, through a massive, slow wind, resulting in a circumstellar envelope (CSE) containing $\sim 1 M_{\odot}$ and ejected in $\sim 10^4$ yr. The study of the mass loss along the AGB is also crucial, in particular, because of its importance for the recycling of the interstellar medium and, thus, for the chemical evolution of the Galaxy ($\sim 75\%$ of the total stellar mass loss in the Galaxy is provided by the AGB stars). During the transition towards the post-AGB phase, episodic (< 100 yr), tenuous, high-velocity winds emerge and interact with the remnant of the AGB CSE. This wind interaction results in the complex morphology and dynamics of proto-PNe (PPNe).

Observations of low-excitation CO lines are thought to provide the most reliable measurements of the main circumstellar properties (mass, mass-loss rate, dynamical parameters, extent, shape) of AGB (e.g. Schöier & Olofsson 2001) and early post-AGB objects (e.g. Bujarrabal 2006). A sample of 46 CSEs (mainly AGB and some post-AGB) were mapped in CO $J=1-0$ (with 3 antennas around 1990–92) with the PdBI by Neri et al. (1998), who obtained also maps of the CO $J=2-1$ emission with the IRAM 30m telescope. It was concluded from this work that most of the CSEs are roughly spherical and isotropically expanding, but Neri et al.’s observations were heavily lacking angular resolution and sensitivity. Since then observations of a handful peculiar envelopes have been performed, but current knowledge of the physical conditions in the envelopes of AGB stars remains still very coarse.

TT Cyg and U Cam were observed by Olofsson et al. (2000) and Lindqvist et al. (1999), respectively, and around both stars a large, detached, thin shell surrounding a second, compact mass loss was found. However, the presence of detached shells as those seen in U Cam and TT Cyg are thought to be a peculiarity of the mass loss of a few AGB stars. In addition, the CSE around IRC +10216 had been well mapped with an interferometer. Fong et al. (2003) mapped the $^{12}\text{CO } J=1-0$ emission in IRC +10216 by combining BIMA millimeter array and NRAO 12m telescope observations. They obtained a spherical large envelope, of $\sim 250''$ in diameter, with multiple bright clumpy arcs, incomplete shells, expanding at a constant velocity. They proved the presence of mass loss fluctuations at short time scales, of ~ 1000 yr, unveiling the nature of the arcs seen in the optical (Mauron & Huggins 1999) or by mapping other molecular lines (Guélin et al. 2000).

The distribution of some few CSE around peculiar AGB stars has been found to be axially symmetric. Hirano et al. (2004) mapped the CO $J=3-2$ and $2-1$ line emission in V Hya with the SMA. The maps show fast, collimated winds expanding perpendicular to a disk-like distribution, which may be the remnant of a previous isotropic wind. Chiu et al. (2006) imaged, also with the SMA, the CO $J=2-1$ emission in π^1 Gru. A slowly expanding equatorial wind and a fast bipolar outflow are also identified in the CO distribution of this S-type star.

Some other works imaged the CO distribution in other few AGB stars, e.g. Fong et al. (2006), Nakashima (2005) and Nakashima (2006). Although in some of these maps asymmetries are identified, a deep analysis cannot be made due to insufficient spatial resolution,

sensitivity, or to the absence of short-spacing data.

Several PPNe have been studied in detail by the PdBI (e.g. Bujarrabal et al. 1998; Castro-Carrizo et al. 2002; Alcolea et al. 2001). It has been found that the CO envelopes of these objects are much more complex than it was thought initially from the data by Neri et al. (1998), showing in most cases narrow-wall cavities, jet- and disk-like structures. Infrared and optical images also show that PNe are rich in substructure (rings and arcs), which seems to result from variations in the rate of stellar mass loss in the AGB phase. However, none of these phenomena have been well studied yet in the AGB phase.

5.2. Presentation of the project

The purpose of the project is a systematic and deep study of the CSEs around AGB and early post-AGB stars by mapping the CO distribution, and by considering the variety of these objects.

We map the emission of the rotational transitions $^{12}\text{CO } J=2-1$ at 1.3 mm (230.538 GHz) and $^{12}\text{CO } J=1-0$ at 2.6 mm (115.271 GHz) in all the sources of our sample. $^{12}\text{CO } J=1-0$ is known to be the best tracer of the circumstellar mass since its emission is often found to be optically thin. The $^{12}\text{CO } J=2-1$ emission is brighter (by a factor 2-5 in profile peaks) in CSEs. Its interferometric observations provide higher spatial resolution, often limited information on the mass loss in the brightest regions, due to opacity, and permit to better trace high excitation regions. Observing and modeling the emission of both transitions allows us to study the excitation conditions of the circumstellar gas (i.e. densities and temperatures).

A sample of 45 sources (Table 5.2) has been selected to represent the variety of late AGB and early post-AGB stars regarding their main characteristics, chemistry, variability types, initial masses, peculiarities in their line profiles, etc. Particularly, $\sim 80\%$ of the sources in the sample are AGB stars (including OH/IR stars and a supergiant) and $\sim 20\%$ are early post-AGB stars; about 50% of the sources are oxygen-rich, 38% are carbon-rich and 7% are S-type sources; about 65% of the variable sources are Mira-type, 17% are semiregular, one variable is irregular and the three remaining are unclassified. In order to optimize the observational results, CSE size estimates were taken into account (with respect to the primary beam of the Bure antennas and the available interferometric resolutions) in the selection of the sample. Therefore, mainly sources smaller than $\sim 20''$ were chosen since the PdBI primary beam at 230 GHz is slightly larger than this amount, and so they can be mapped by observing a single field. In addition we carried out small mosaics in four objects: IRC +10011, IK Tau, LP And and Cit-6.

In this paper we present the data obtained in a first subsample (see Table 5.2). The data of the remaining sources will be published in forthcoming papers. Other parallel works are being developed to analyze more in detail the data. The main aims of this large program are: 1) Determining the CO brightness distribution of the CSEs around AGB, which is often assumed to be roughly circular and to vary smoothly. 2) We want to quantify at which extent

variations in the radial distribution (e.g. arcs or rings, more or less sharp) occur, and relate these features to the evolutionary state of the objects, their masses, chemistry (O, C-rich or S-type), etc. 3) Spatio-kinematic models, including radiative transfer and chemical effects, are being developed to reproduce the observed features, and hence determine mass-loss rates, geometries, kinematics, etc. The analysis and comparison with models is carried out in the uv-plane by assuming spherical symmetry for some CSEs (see e.g. Schöier & Olofsson 2001). Data are modeled in the image plane for those cases presenting clear departures from spherical symmetry (e.g. Bujarrabal et al. 1998). Additional high-excitation CO lines are also taken into account. 4) Studying the origin and development of post-AGB asymmetries, in particular investigating the structure of velocity fields, incipient asymmetries in the inner shell regions and large scale asymmetries.

5.3. Observations

The observations are carried out with IRAM interferometer located at Plateau de Bure (PdB) at an altitude of 2552 m in the Hautes Alpes region, France. In addition, for those maps in which a significant part of the flux is filtered out by the interferometer, short-spacing data are obtained with the IRAM 30m telescope located at Pico Veleta (PV), at an altitude of 2850 m in Sierra Nevada, Spain. On-The-Fly maps, maps of a few points, or observations of a single point are carried out at PV depending on the amount of flux loss and shell extent deduced for each case.

5.3.1. Observations with the Plateau de Bure Interferometer

The interferometer consists of 6 antennas of 15 m in diameter. Until September 2005, the array configurations, labelled p , were providing baselines from 15 to 450 m. From then, the observations were performed with new more-extended configurations, labelled q , whose baselines extend from 15 to 780 m. The receivers at 3 mm were tuned in single side-band (SSB) mode, with T_{sys} ranging from 200 to 300 K at 115 GHz (depending if observations were carried out in winter or summer). At 1 mm receivers were tuned in double side-band (DSB) mode obtaining T_{sys} of 400-500 K at 230 GHz. From January 2007 new dual-band SIS heterodyne receivers were installed, all tunable in SSB mode. From then T_{sys} ranges from 170 to 180 K at 115 GHz, and from 200 to 250 K at 230 GHz. Two receivers, with horizontal and vertical polarization respectively, observe simultaneously at each frequency band. One frequency band, at 3 mm or 1 mm, is observed at each moment. The total bandwidth of each receiver is 4 GHz. A total of 2 GHz bandwidth is visible by the current correlator.

Most of the observations were carried out in the so-called track-sharing mode for pairs of sources by observing two tracks in two configurations in order to map two sources. For instance, χ Cyg and IRAS 20028+3910 were observed together (observation setup PD17) alternatively every 10 minutes, in two tracks in 5Cp and 5Dp configurations respectively.

source	other names	central position (J2000)		LSR velocity (km s ⁻¹)	type	chemical class
		RA	Dec			
IRC+10011		01:06:25.99	12:35:53.40	+9.5	OH/IR	O
IK Tau		03:53:28.84	11:24:22.60	+35	Mira	O
TX Cam		05:00:51.17	56:10:54.20	+10	Mira	O
RX Boo		14:24:11.63	25:42:13.40	+2	semiregular	O
X Her		16:02:39.17	47:14:25.30	-73	semiregular	O
CRL 2362		19:18:14.67	23:49:27.90	+29	OH/IR	O
IRAS 19475+3119		19:49:29.56	31:27:16.20	+18	early post-AGB	?
χ Cyg		19:50:33.92	32:54:50.60	+10	Mira	S
CRL2477		19:56:48.40	30:44:02.60	+5	early post-AGB	C
IRAS 20028+3910		20:04:35.90	39:18:45.40	+5.9	early post-AGB	?
R Cas		23:58:24.87	51:23:19.70	+25	Mira	O
V Cyg		20:41:18.27	48:08:28.80	+14	Mira	C
IRAS 21282+5050		21:29:58.50	51:04:00.50	+14	early post-AGB	C
S Cep		21:35:12.83	78:37:28.19	-15	Mira	C
OH 104.9+2.4		22:19:27.81	59:51:21.70	-26	OH/IR	O
IRAS 23321+6545		23:34:22.70	66:01:51.00	-55	early post-AGB	C
OH 127.8+0.0		01:33:51.23	62:26:53.20	-56	OH/IR	O
IRC +50049		01:58:44.33	45:26:06.90	-2	semiregular	O
AFGL 292		02:02:38.63	07:40:36.5	+23	semiregular	O
Betelgeuse		05:55:10.30	07:24:25.40	+4	supergiant	O
IRAS 06192+4657		06:22:58.50?	46:55:34.90	-23		C
UU Aur		06:36:32.84	38:26:43.80	+8	semiregular	C
R Gem		07:07:21.27	22:42:12.70	-59		S
BM Gem		07:20:59.01	24:59:58.10	+72	variable	C?
R LMi		09:45:34.28	34:30:42.80	0	Mira	O
R Leo		09:47:33.49	11:25:43.60	0	Mira	O
CIT-6		10:16:02.34	30:34:18.30	-2	Mira	C
V Hya		10:51:37.25	-21:15:00.30	-17	variable	C
RT Vir		13:02:37.98	05:11:08.39	+18	semiregular	O
R Hya		13:29:42.78	-23:16:52.79	-10	Mira	O
S CrB		15:21:23.96	31:22:02.60	-1	Mira	O
V CrB		15:49:31.31	39:34:17.90	-99	Mira	C
He 3-1475		17:45:14.10	-17:56:47.00	+48	early post-AGB	O
OH 17.7-2.0		18:30:30.70	-14:28:57.00	+61	early post-AGB	O
OH 26.5+0.6		18:37:32.52	-05:23:59.40	+27	OH/IR	O
R Sct		18:47:28.95	-05:42:18.50	+56		O
W Aql		19:15:23.44	-07:02:49.90	-25	Mira	S
IRAS 19500-1709		19:52:52.70	-17:01:50.30	+25	early post-AGB	C
RR Aql		19:57:36.06	-01:53:11.33	+30	Mira	O
AFGL2494		20:01:09.05	40:55:39.20	+29	Mira	C
T Cep		21:09:31.78	68:29:27.21	-2	Mira	O
IRAS 22223+4327		22:24:31.42	43:43:11.20	-30	early post-AGB	C
AFGL 3068		23:19:12.63	17:11:33.20	-30	Mira	C
LP And		23:34:27.43	43:33:01.90	-17	variable	C
TX Psc		23:46:23.52	03:29:12.50	+12	irregular	C

Tabla 5.2: Sample of sources proposed for the whole 5-period project. Data for the sources above the line are presented in this paper. The maps of the sources below the line are ongoing.

Five sources of our complete 45-sources sample are not observed in this mode, but mosaics of 9 or 10 points are carried out. These sources are expected to be larger than the others (mainly from the results by Neri et al. 1998) and were included in the sample to provide us a better view of the mass loss. In all the observations two calibrators close to the sources are observed every ~ 20 minutes to calibrate the evolution of the phase and amplitude in time. Pointing and focus are verified every ~ 40 minutes. A bright quasar is observed to calibrate the bandpass. In most tracks MWC 349 is observed to calibrate the absolute flux. MWC 349 has been found to be, along the years, the unresolved source (unresolved by all PdB configurations but for the last 6Aq) with the most stable brightness. Also, for all the tracks some other calibrators, whose flux is monitored during years, were also observed. At the end, we find that the fluxes measured in the different tracks for the same calibrators are consistent within a typical uncertainty range of $\sim 10\%$ at 3 mm and $\sim 25\%$ at 1 mm. The calibration was performed in the standard way with CLIC, software package that belongs to the larger GILDAS package developed at IRAM. In order to ensure the good quality of the calibration and of the resulting imaging, the calibrated data obtained for the phase calibrators are systematically analyzed in the uv and in the image plane.

The continuum emission was obtained by removing the channels with line contribution. About 2 GHz band were observed from January 2007. Before about 580 MHz (but for the line width) were available to map the 3 mm continuum, about 1.160 GHz at 1 mm.

5.3.2. Short-spacing observations with the 30m telescope

We performed so-called short-spacing (or zero-spacing) observations of ^{12}CO $J=2-1$ and $1-0$ emission with the 30m IRAM telescope located at Pico Veleta (PV, Spain) in most of the sources of our sample. We aimed at recovering the short-spacing data filtered out by the interferometer, i.e. at uv -radii smaller than 15m. The observations were carried out (1) in OTF-mode by covering a field of $\sim 100''$ field, (2) by observing few points to map a field of $\sim 40''$ and (3) by observing a single point at the CSE center for the less extended envelopes. Two heterodyne receivers were used to observe at each frequency at 3 mm (A100 and B100) and 1 mm (A230 and B230) respectively, the observations of both frequency bands were performed simultaneously. Either the 1mhz filterbank and the VESPA correlator were used, to provide resolutions of 1mhz for the filterbank and of 40KHz and 80KHz for VESPA at 3 and 1 mm respectively. It was verified that lines were not placed on bad filterbank channels, and far from possible VESPA platforming effects.

In order to calibrate the observations, line profiles at the center of CW Leo or CRL 2688 were always observed. The 30m data were analyzed with the CLASS software package, which also creates channel maps, and tables to be merged with PdB data. In the calibration process it was verified that the pointing in each OTF coverage was correct, that it was consistent with PdB data and among the different OTF coverages, correcting for it when the source was found to be slightly mispointed. In general we found that, by using the same resampling, the performances of the filterbank were better than those of VESPA. For that reason, unless

a resolution higher than 2.6 km s^{-1} at 3 mm or than 1.3 km s^{-1} at 1 mm was needed, the maps here presented result from merging with 1mhz-filterbank data. The merging of 30m telescope data and the PdB visibilities was made by using the MAPPING software package.

More details on each observation can be found in the section dedicated to each source.

5.3.3. Merging short-spacing & interferometric data

After the independent calibration of each data set, from the single-dish and from the array, we verify that the short-spacing visibilities and the interferometric data match well at the interphase corresponding to 15m of baselines. No additional calibration factors are then applied.

CO $J=2-1$ and $1-0$ maps from merging PV and PdB data are shown for most of the sources. The widths and position angle (PA) of the resulting synthetic beam, and the conversion factors from flux units to main-beam brightness temperature (T_{mb}) units, are given in the caption of each figure. We averaged the initial velocity channels, with velocity resolutions of 0.2 km s^{-1} and 0.4 km s^{-1} at 1.3 mm and 2.6 mm, respectively, in order to optimize the presentation of the data in terms of sensitivity and spectral information.

Imaging is usually more complex for merged data than for interferometric data. If we ensure that the calibration and sensitivity from both data sets are compatible, the main difficulty is due to that the flux is mostly given by the single dish data (see Figs. 5.30, 5.31, 5.32, and 5.33, and there particularly those cases in which profiles obtained from PdB data are also displayed) but most of the compact structure is coming from the interferometric data. For example, we can see the case of envelopes whose 1 mm emission extends slightly more than the PdB antennas' primary beam (e.g. for TX Cam), and which we have observed with the PdB array in single-field mode (i.e. with no mosaic). The merging procedure is then removing part of the total flux obtained with the single dish, and the CLEANing process composing a cut-halo view of the CSE distribution.

The CLEANing process is specially complex when the interferometric maps are dynamically limited. In those cases it may happen that the CLEANing components identified from the single-dish flux are introduced in secondary lobes, seriously difficulting the imaging of extended halos.

In order to conclude about the $^{12}\text{CO } J=1-0$ extent we systematically compare the size of the final 1 mm maps with that seen from the 1 mm single dish data, and also the last with the 3 mm maps (considering the different synthetic beams). Conclusions are then drawn in the section dedicated to each source with respect to the CSE extent and excitation conditions. Note anyhow that none of the figures here shown are corrected for the primary beam; at 3 mm this is not needed, and at 1 mm it is just increasing the imaging difficulties.

Due to the mentioned difficulties, and also to excitation considerations, we find that $^{12}\text{CO } J=1-0$ is often a better tracer of the outermost circumstellar regions. $^{12}\text{CO } J=2-1$ data have higher spatial resolution, are specially needed to study the higher excitation regions, but

sometimes (partially) are limited by a high opacity. The mapping of ^{12}CO $J=2-1$ and $J=1-0$ emission often provide complementary information about the circumstellar distribution.

Spectra with the total integrated flux are shown in Figs. 5.30, 5.31, 5.32, and 5.33 in solid black line. These total fluxes are coming from the single dish data, the whole envelope emission was verified to be contained. In dashed grey (red for the electronic version) line the fluxes obtained by observing the central position with the 30m telescope are also plotted.

5.4. Results and first analysis

Maps of CO $J=2-1$ and $1-0$ line emission are shown for a total of eleven sources in our sample (Table 5.2): IRC+10011, IK Tau, TX Cam, RX Boo, X Her, CRL 2362, χ Cyg, IRAS 19475+3119, CRL 2477, IRAS 20028+3910, and R Cas. In this section we describe the observations and analyze the main characteristics obtained for each source. Further analysis is carried out by Schöier et al. (in preparation) and Bujarrabal et al. (in preparation).

5.4.1. IRC+10011

IRC+10011 (WX Psc) is a M-type (O-rich) Mira variable with a period of 660 days (Samus et al. 2004). Using the period-luminosity relation of Whitelock et al. (1994) the luminosity is estimated to be $1.1 \cdot 10^4 L_{\odot}$. From dust radiative transfer modelling Ramstedt et al. (2008) derive a distance of 720 pc. Ramstedt et al. (2008) found that modelling IRC+10011 with a constant mass-loss rate of $4 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ gives a good fit to single-dish multi-transitional CO line observations ($J=1 \rightarrow 0$ up to $J=4 \rightarrow 3$).

The PdB observations of IRC+10011 were carried out in June and November 2004, with the array configurations Cp and Dp , under the project reference OA19. A mosaic of 9 points equally separated within a circle of radius of $13''$ was observed. 0149+218, 0202+149 and 0109+224 were used as phase calibrators, all of them located at about 15 degrees of the source, with fluxes ranging between 0.5 and 0.3 Jy at 3 mm and 1 mm respectively. MWC 349 was the main flux calibrator. 3C454.3 and 2145+067 were used to calibrate the RF bandpass of different tracks, and also help in the the flux calibration.

In addition, on-the-fly observations of a squared field of $100''$ were performed with the 30m telescope to recover the flux filtered out by the interferometer. The maps resulting from merging interferometric and single dish observations are shown in Figs. 5.1 and 5.2.

Continuum emission was not detected, with a rms of 2 and 6 mJy beam $^{-1}$ at 3 and 1 mm respectively. The center of these maps is close to the peak of the ^{12}CO $J=2-1$, which seems to be the geometrical center of the circumstellar distribution.

Either the ^{12}CO $J=1-0$ and $J=2-1$ emission maps show a CSE elongated along an axis of PA -45° , with a more rounded halo seen in the lower-intensity contours. The emission from the innermost regions looks compact to our spatial resolution.

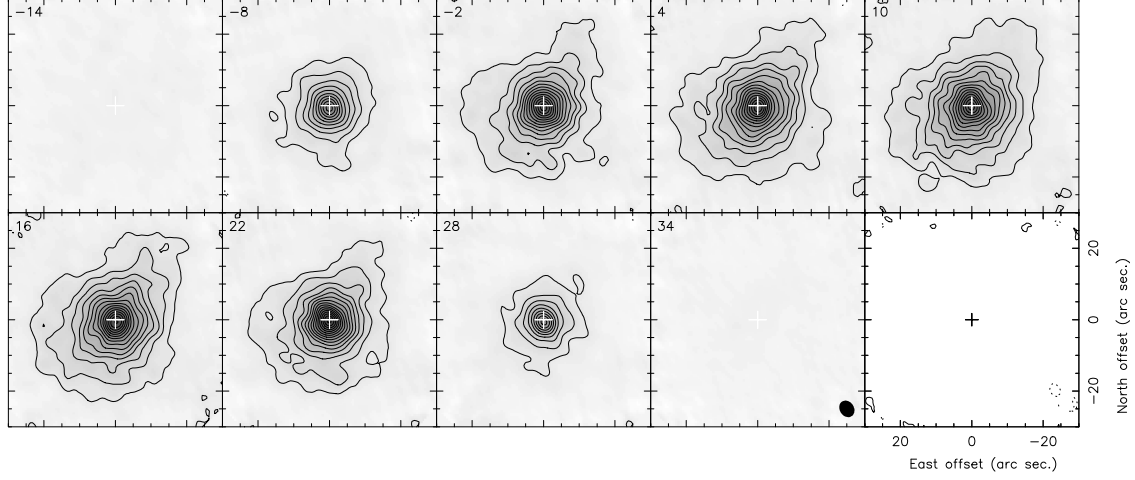


Figure 5.1: Channel maps of the $^{12}\text{CO } J=1-0$ emission in IRC+10011 at the LSR velocities specified in the top-left corner of each panel. Contours are plotted from $5\times\sigma$ with a spacing of $5\times\sigma$, where $\sigma = 22 \text{ mJy beam}^{-1}$. Negative contours are plotted with the same spacing with dashed lines. The last channel presents the continuum emission with a contour spacing of $3\times\sigma$, where $\sigma = 2 \text{ mJy beam}^{-1}$.

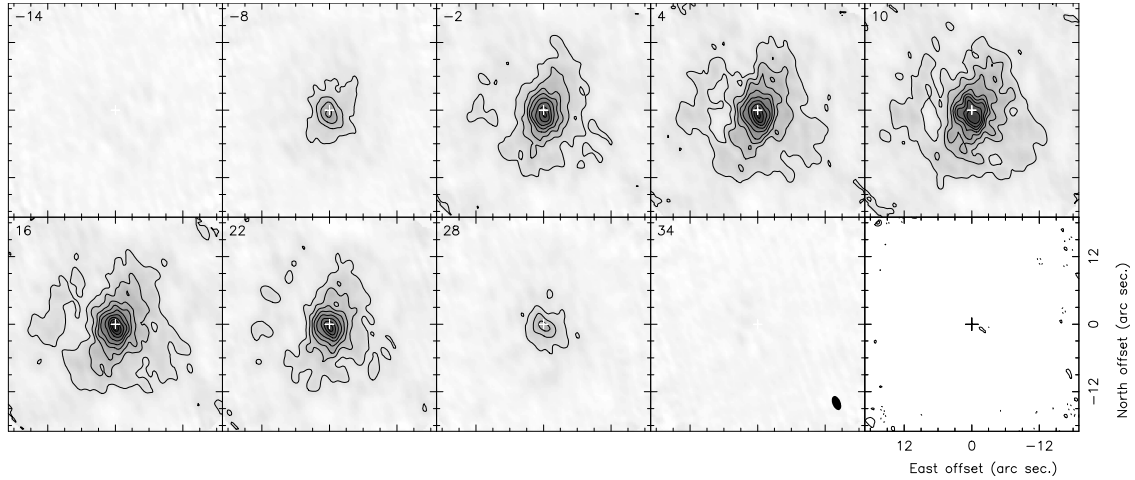


Figure 5.2: Channel maps of the $^{12}\text{CO } J=2-1$ emission in IRC+10011 at the LSR velocities specified in the top-left corner of each panel. Contours are plotted from $6\times\sigma$ with a spacing of $6\times\sigma$, where $\sigma = 43 \text{ mJy beam}^{-1}$. Equivalent negative contours are plotted in dashed lines. The last channel presents the continuum emission with a contour spacing of $3\times\sigma$, where $\sigma = 6 \text{ mJy beam}^{-1}$.

5.4.2. IK Tau

IK Tau is a M-type Mira variable with a period of 500 days (Gonzalez-Delgado et al. 2003). Using the period-luminosity relation of Whitelock et al. (1994) the luminosity is estimated to be $10^4 L_{\odot}$. From dust radiative transfer modelling Ramstedt et al. (2008) derive a distance of 300 pc. Ramstedt et al. (2008) found that modelling IK Tau with a constant mass-loss rate of $1 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ gives a very good fit to multi-transitional CO line observations ($J = 1 \rightarrow 0$ up to $J = 4 \rightarrow 3$). In good agreement, Teyssier et al. (2006) find a mass-loss rate that is a factor of two lower at a somewhat smaller distance of 250 pc.

The PdB observations of IK Tau (of reference OA4E) were performed in December 2004, for the track in the array configuration Cp, and in July and August 2005 for the configuration Dp. A mosaic of 9 points equally separated within a circle of radius of $13''$ was observed. 0430+052, at just 11° from IK Tau, was the main phase calibrator, with fluxes ranging between 1.6 and 1.4 Jy at 3 mm and 1 mm respectively. The weaker calibrators 0306+102 and 0406+121 were also observed. MWC 349 was the main flux calibrator in all the observations. 3C454.3 and 3C84 were used to calibrate the RF bandpass.

On-the-fly observations of a squared field of $100''$ were performed with the 30m telescope. The data resulting from merging interferometric and single dish observations are shown in Figs. 5.3 and 5.4. Different CLEANing methods were tried. All the characteristics below analyzed are well seen in the maps resulting from all CLEANings, we present here the results obtained by cleaning with the HOGBOM method.

IK Tau continuum emission was found to be centered at the J2000 coordinates RA 03:53:28.907, Dec 11:24:21.84, which corresponds to the brightness peak of the line emission. This does not seem to be, however, the center of the outermost regions of the CSE. We can see mainly in Fig. 5.3 that the outermost CSE emission is elongated towards the West. Just the PV data show this elongation of the outermost CSE emission. Also, CO line emission detected by the PdB array shows some elongation towards the West. Particularly, a secondary brightness peak is detected in CO $J = 2-1$ emission at $2.3''$ on the west, in the channels with velocities between 23 and 27 km s^{-1} .

Otherwise, we notice the absence of compact emission at about 17 km s^{-1} in the $^{12}\text{CO } J = 2-1$ maps. We can see this effect in the spectrum resulting only from the PdB data, that is shown in Fig. 5.30. Although it is less visible in the merged data, we can see in Fig. 5.5 (with higher spectral resolution) the absence of compact emission. In addition, the change of position of the blue-shifted emission, seen in the channel map with LSR velocity $\sim 15 \text{ km s}^{-1}$, indicates a position velocity gradient along an axis of PA $\sim 60^\circ$ in the sky plane. This is consistent with some less emission at 19 and 21 km s^{-1} exactly at this position, where the fast wind is detected. None of these peculiarities are seen in the CO $J = 1-0$ channel maps. We think we are detecting an emerging, likely collimated, fast outflow in the innermost layers of IK Tau. The absence of compact emission at 17 km s^{-1} would then result from the absorption in the parts of the extended envelope closer to us of the blue-shifted line emission coming from inner layers, which, from our perspective, are behind. This phenomenon is well

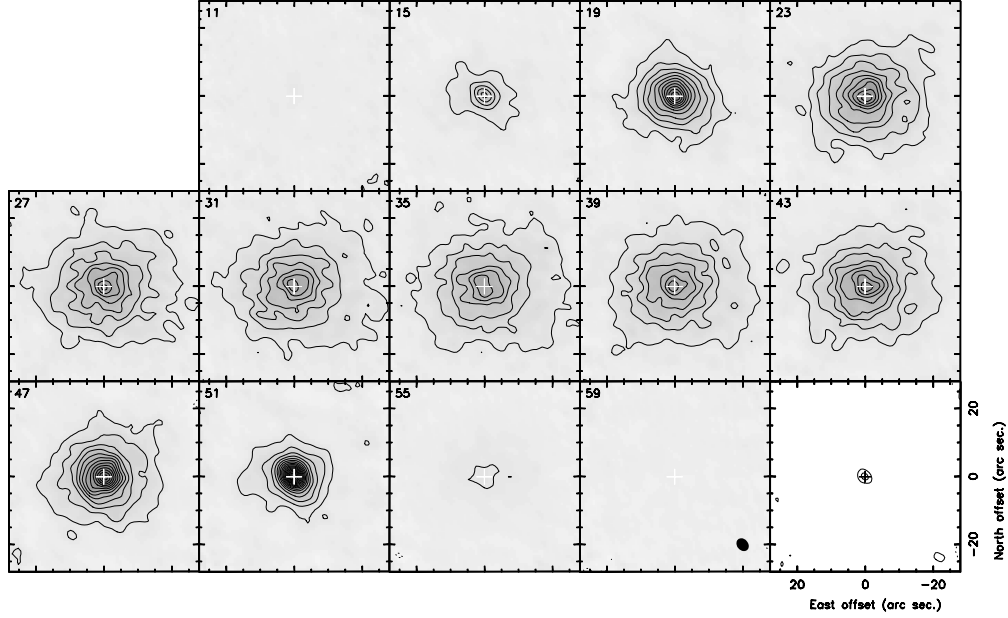


Figure 5.3: Channel maps of the $^{12}\text{CO } J=1-0$ emission in IK Tau at the LSR velocities specified in the top-left corner of each panel. Contours are plotted from $4 \times \sigma$ with a spacing of $6 \times \sigma$, where $\sigma = 21 \text{ mJy beam}^{-1}$. Negative contours are plotted with a dashed line at $-4 \times \sigma$. The last channel presents the continuum emission with a contour spacing of 1 mJy beam^{-1} , which corresponds to $3 \times \sigma$.

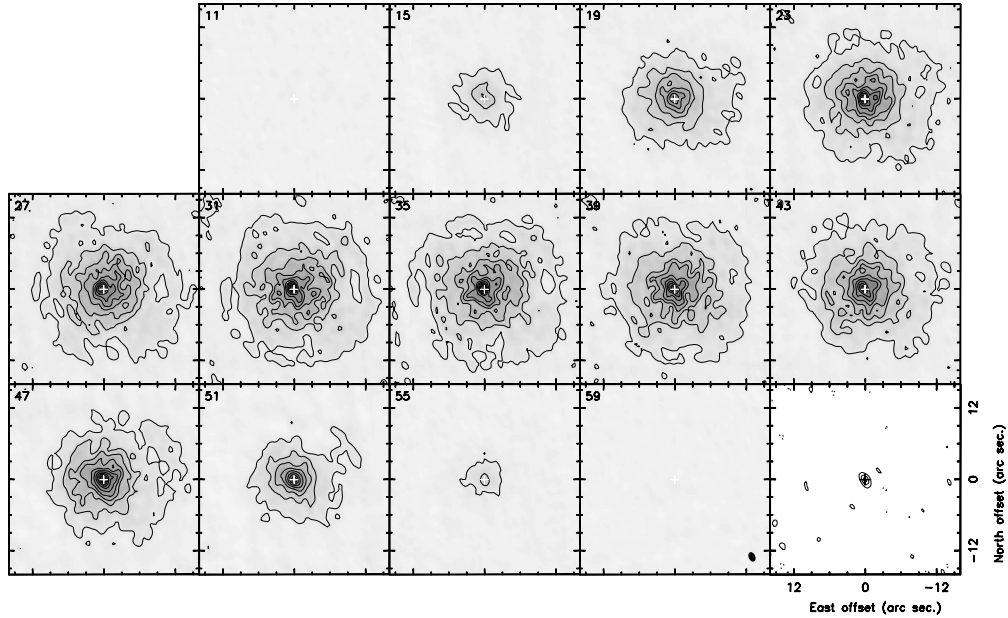


Figure 5.4: Channel maps of the $^{12}\text{CO } J=2-1$ emission in IK Tau at the LSR velocities specified in the top-left corner of each panel, with a spectral resolution of 4 km s^{-1} , below some channels are shown with 2 km s^{-1} resolution. Contours are plotted from $4 \times \sigma$ with a spacing of $8 \times \sigma$, where $\sigma = 32 \text{ mJy beam}^{-1}$ for the plot on the top, $\sigma = 45 \text{ mJy beam}^{-1}$ for the plot on the bottom. Negative contours are plotted with a dashed line at $-4 \times \sigma$. The last channel of the first plot presents the continuum emission with a contour at $3 \times \sigma$ and a spacing of $6 \times \sigma$, where $\sigma = 2 \text{ mJy beam}^{-1}$.

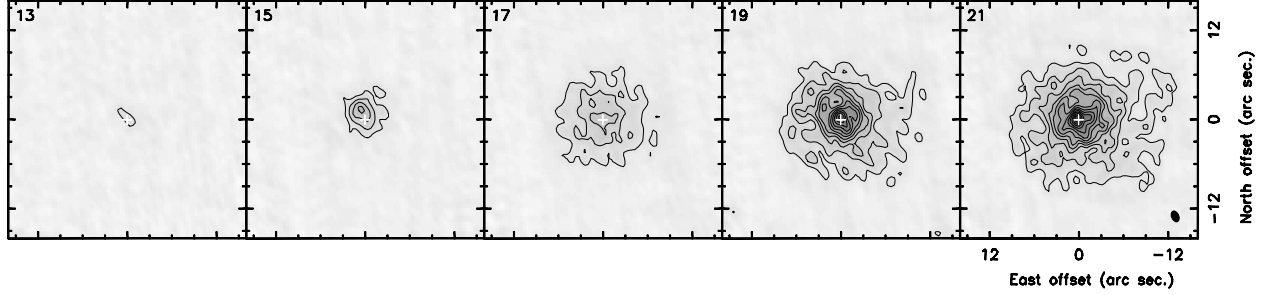


Figura 5.5: Channel maps of the $^{12}\text{CO } J=2-1$ emission in IK Tau at the LSR velocities specified in the top-left corner of each panel, with a spectral resolution of 2 km s^{-1} .

seen in some proto-PNs, like CRL 618 (Sánchez-Contreras et al. 2004), IRAS 17436+5003 (Castro-Carrizo et al. 2004), AFGL 2688 (Cox et al. 2000) and in the data presented in Sect. 5.4.10 for IRAS 20028+3910. The fast component is not detected in $^{12}\text{CO } J=1-0$ but $J=2-1$, likely due to higher-excitation, which supports the thesis of an emerging outflow.

Arcs seem to be detected in the outermost layers of the CSE around IK Tau.

5.4.3. TX Cam

TX Cam is a M-type Mira variable with a period of 557 days (Samus et al. 2004). Using the period-luminosity relation of Whitelock et al. (1994) the luminosity is estimated to be $1.2 \cdot 10^4 L_{\odot}$. From dust radiative transfer modelling Ramstedt et al. (2008) derive a distance of 440 pc. Ramstedt et al. (2008) found that modelling TX Cam with a constant mass-loss rate of $7 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ gives a reasonable fit to multi-transitional CO line observations ($J=1 \rightarrow 0$ up to $J=4 \rightarrow 3$). However, the model produces flat-topped line profiles (suggesting spatially resolved optically thin emission) opposed to the observed parabolic shapes (suggesting optically thick emission). Possible explanations could be an error in the adopted distance (a larger distance would require a higher mass-loss rate) or CO photodissociation radius (taken from models by Mamon et al. 1988). A detailed modelling of the data presented in this paper will hopefully resolve this issue.

The PdB observations of TX Cam (of reference PB17) were performed in November 2005, for the track in the array configuration Dq, and in December 2005 for Cq configuration. TX Cam was observed in track-sharing mode together with IRAS 06192+465. NRAO150 was regularly observed to calibrate the phase and amplitude behavior on time, showing fluxes of 2.7 and 1.6 Jy at 3 mm and 1 mm respectively. The weaker calibrators 0529+483 and 0552+398 were also observed. MWC 349 was the main reference to calibrate the flux, and 3C454.3 was mainly used to calibrate the RF bandpass.

On-the-fly observations of a squared field of $100''$ were performed with the 30m telescope. The data resulting from merging interferometric and single dish observations are shown

in Figs. 5.6 and 5.7.

TX Cam continuum emission was found to be centered at the J2000 coordinates RA 05:00:51.157, Dec 56:10:54.00, which corresponds to the brightness peak of the line emission at the highest expansion velocities, where the emission is more compact. For the central channels the brightness peak seems to be distributed along a hook-like structure, which is specially well seen at 14 km s^{-1} .

In Fig. 5.10, in the electronic version, we show a composition of the CO $J=2-1$ and $1-0$ emission that likely presents realistic view of the TX Cam circumstellar distribution. The brightest CO $J=2-1$ emission detected only by the interferometer (which provides a resolution higher than that in Fig. 5.7) is plotted together with the low-brightness contours from the data shown in Fig. 5.6 (which traces the halo extent).

If we convolve the $^{12}\text{CO } J=2-1$ data with the synthetic beam obtained at 3 mm we obtain a distribution very similar to that seen in $J=1-0$ except for the extended halo. If we compare the 1 mm single-dish maps with the 3 mm interferometric data we conclude that a halo similar to that shown in Fig. 5.6 exists in $^{12}\text{CO } J=2-1$, and is certainly lost when merging with interferometric data. This is due to the limited PdB antennas' primary beam and the limited weight of the visibilities with longest baselines derived from the single-dish data (see Sect. 5.3.3).

Although the CSE around TX Cam is overall rounded, asphericities are observed at different scales. The innermost regions show the presence of a prominent hook-like structure, well resolved in $^{12}\text{CO } J=2-1$. The elongation of the outermost layers of the 1 mm maps towards the south-east and to the north-west seem compatible with the hook-like (helical) structure seen in the innermost regions and also similar to that seen in the outer regions of the 3 mm maps. We note however that this structure can only be understood as part of a larger halo, which was not properly mapped in our single-field $^{12}\text{CO } J=2-1$ observations. The halo seen in the central channels of the $^{12}\text{CO } J=1-0$ maps seems spatially extended towards the north-west (where an arc seems to form) and to the south-east. In Fig. 5.10 we present a composition of the $^{12}\text{CO } J=2-1$ and $J=1-0$ emission which likely shows us a view of TX Cam close to the real mass distribution.

A similar hook-like structure has been observed in IR emission for WR 104 (Tuthill et al. 2008), a system of a Wolf-Rayet and a OB star. A spiral structure, result of a binary system, would result in a hook-like structure as the gas becomes diffuse with the expansion. Also, a spiral structure has been observed for the AGB star AFGL 3068 (Mauron & Huggins, 2006) with was associated with a binary system of stars.

In Fig. 5.30 we present both 4 kms and 1 kms-resolution spectra for the merged data. The 4kms^{-1} -resolution spectrum was obtained with the 1mhz-filterbank and present a better sensitivity, but the 1kms^{-1} -resolution spectrum provides the resolution to see the channels polluted by the ISM.

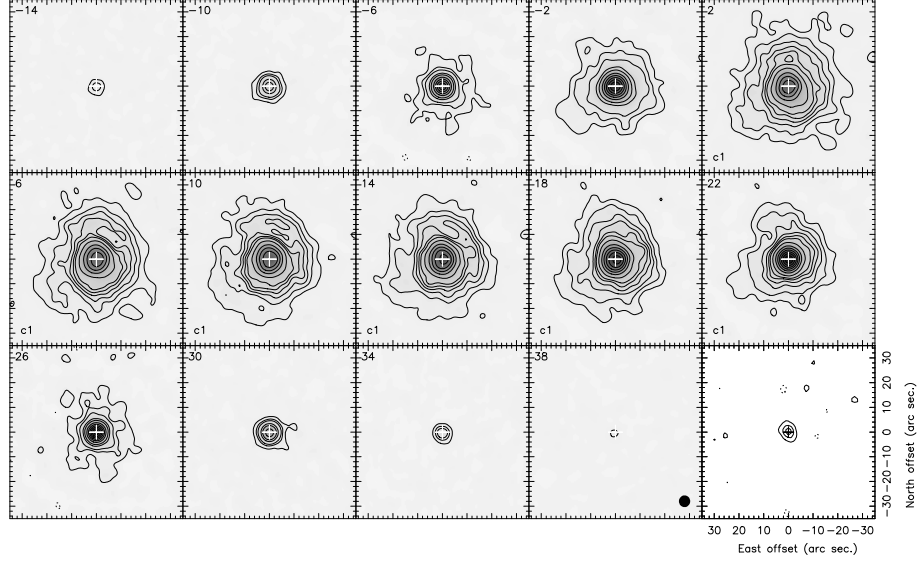


Figura 5.6: Channel maps of the $^{12}\text{CO } J=1-0$ emission in TX Cam at the LSR velocities specified in the top-left corner of each panel. Contours are plotted for $3, 7, 11, 23, 34 \times \sigma$ and from there with a spacing of $21 \times \sigma$, where $\sigma = 9.6 \text{ mJy beam}^{-1}$. In the channels marked with “c1” in the bottom-left corner contours at 15 and $19 \times \sigma$ are also plotted. Negative contours are displayed with a dashed line at $-3 \times \sigma$. The last channel presents the continuum emission with contours from $3 \times \sigma$ with a spacing of $6 \times \sigma$, where $\sigma = 0.05 \text{ mJy beam}^{-1}$.

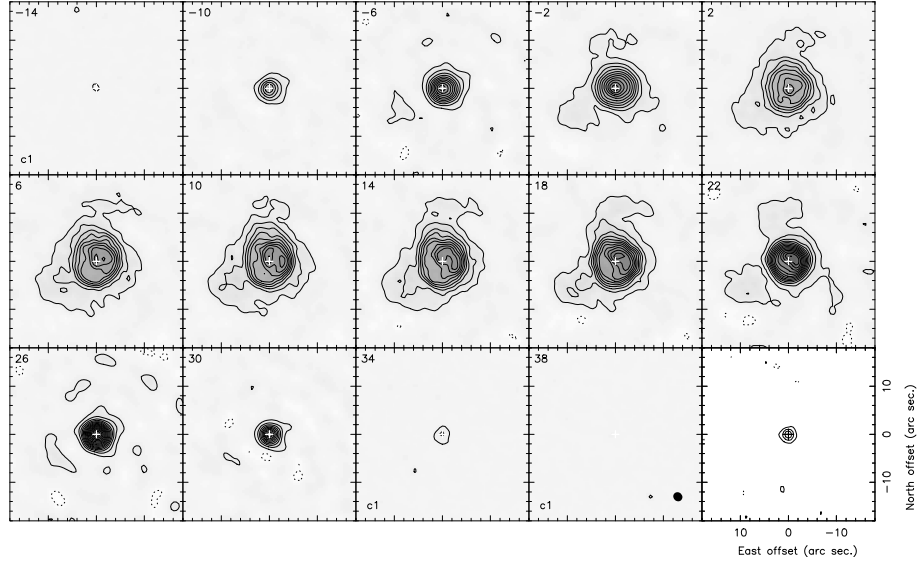


Figura 5.7: Channel maps of the $^{12}\text{CO } J=2-1$ emission in TX Cam at the LSR velocities specified in the top-left corner of each panel. Contours are plotted from $7 \times \sigma$ with a spacing of $12 \times \sigma$, where $\sigma = 16.5 \text{ mJy beam}^{-1}$. In the panels marked with “c1” in the bottom-left corner a additional contour is plotted at $3 \times \sigma$. Equivalent negative contours are plotted with dashed lines. The last channel presents the continuum emission with contours from $4 \times \sigma$ with a spacing of $6 \times \sigma$, where $\sigma = 1 \text{ mJy beam}^{-1}$.

5.4.4. RX Boo

RX Boo is a M-type semiregular variable (SRb) with a period of 340 days (Samus et al. 2004). Olofsson et al. (2002) derived a mass-loss rate of $5 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ from CO observations using a distance of 110 pc (obtained assuming a luminosity of $4000 L_{\odot}$). The distance derived from the Hipparcos parallax is 160 pc.

The PdB observations of RX Boo (of reference OB19) were performed in June and November 2004 in *Dp* and *Cp* array configurations. RX Boo was observed in track-sharing mode together with S CrB. MWC 349 is used as flux reference, although relative flux calibration is also performed with the flux of the phase calibrators. 3C273 is observed to calibrate the RF. 1354+195 and 1611+343 are the phase calibrators, to monitor amplitude and phase evolution on time, particularly for 1611+343 having more than 1Jy at 3 and 1 mm.

OTF observations of a $85''$ squared field were performed in June 2005. The maps resulted from merging interferometric and single dish observations are shown in Figs. 5.8 and 5.9. In this case the cleaning was done using the SDI algorithm, since the extended envelope was better cleaned with this method.

RX Boo continuum emission was found to be centered at the J2000 coordinates RA 14:24:11.626, Dec 25:42:13.18, which does not correspond to the brightness peaks at 3 mm, very close to the maxima obtained in the channel maps at 1 mm. The images found at 1 mm and 3 mm show compatible structure, although the 1 mm emission from the innermost CSE regions seems affected by high opacity. Due to this, the 3 mm data seem to better show the actual CSE mass distribution, although with lower spatial resolution.

The distribution seen in RX Boo at 1 mm is axially-symmetric, with a symmetry axis at $PA \sim 50^\circ$. In the central channels, between 0 and 2 km s^{-1} , we can see a structure elongated perpendicularly to the symmetry axis. This elongation is better seen in most of the channels of the 1 mm maps, between -4 and 8 km s^{-1} . In the $J=1-0$ maps, from 4 to 8 km s^{-1} the emission peak is displaced along the symmetry axis, forming an arc-like structure in the north-east at about $5-7''$ from the center. At 10 km s^{-1} the emission peak is seen at the south-west of the symmetry axis. A counterpart of this structure is also seen at red-shifted velocities. In Figure 5.10 the position-velocity diagram along the symmetry axis is also presented. Arrows are included to mark the position of the highest-velocity peaks. This distribution in position and velocity reminds to the one seen in several post-AGB CSEs, presenting fast axial winds (see e.g. Bujarrabal et al. 1998; Castro-Carrizo et al. 2002, Sánchez-Contreras et al. 2004), and also to the cases of X Her (Sect. 5.4.5), IRAS 19475+3119 (Sect. 5.4.7) and IRAS 20028+3910 (Sect. 5.4.10) in this publication. In all cases we recognize a kind of hour-glass structure (sometimes closer to a ring/disk-like structure), more or less embedded within a more extended rounded CSE envelope. Particularly for RX Boo, we recognize this typical position-velocity distribution in Fig. 5.8, but also some cavity along the symmetry axis in the position-velocity diagram (in Fig. 5.10). The highest-velocity components often identified in PPNs (e.g. Castro-Carrizo et al. 2002), coming from the tips of the lobes resulted from the interaction of winds, are however not detected for RX Boo. A

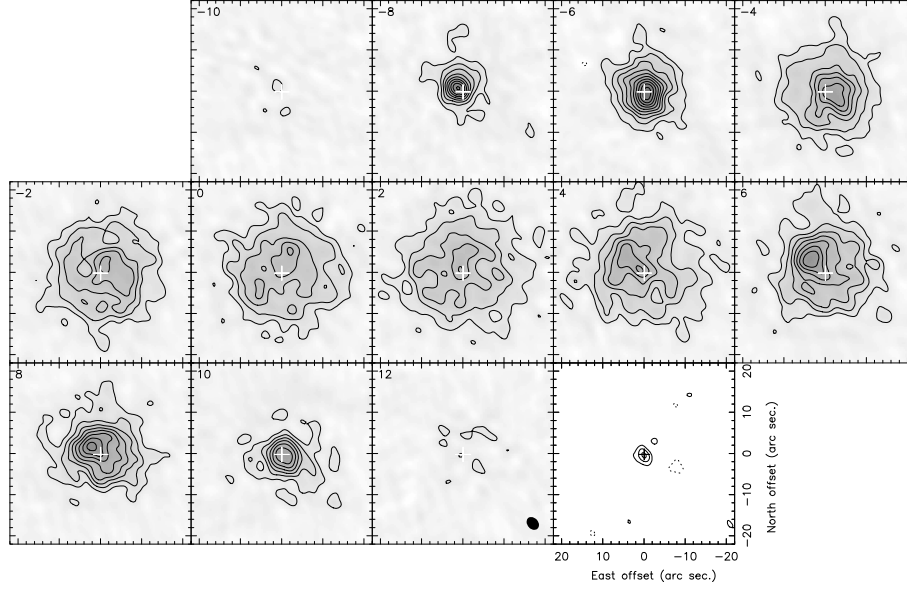


Figura 5.8: Channel maps of the $^{12}\text{CO } J=1-0$ emission in RX Boo at the LSR velocities specified in the top-left corner of each panel. Contours are plotted from $3.2 \times \sigma$ with a spacing of $3.2 \times \sigma$, where $\sigma = 16 \text{ mJy beam}^{-1}$. Equivalent negative contours are plotted with dashed lines. The last channel of the first plot presents the continuum emission with contours from $3 \times \sigma$ with a spacing of $3 \times \sigma$, where $\sigma = 0.6 \text{ mJy beam}^{-1}$.

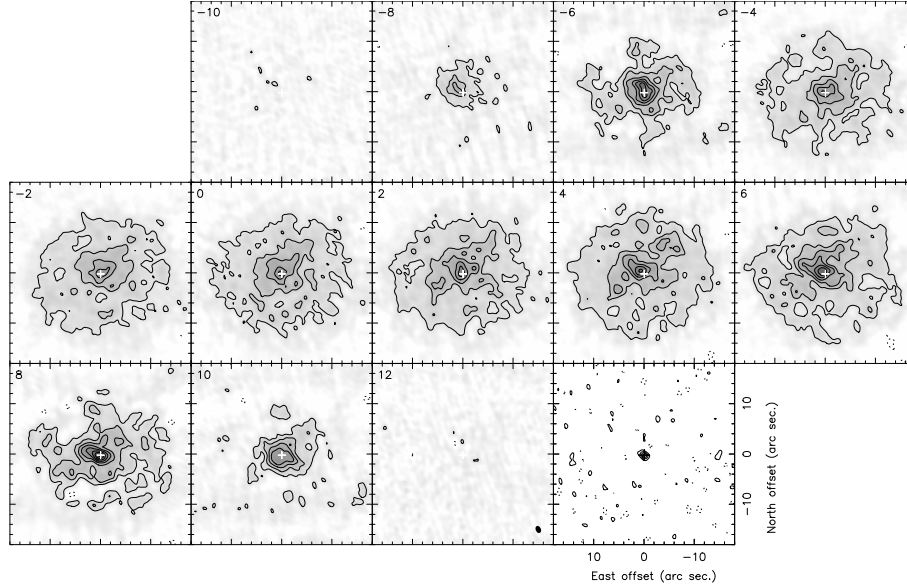


Figura 5.9: Channel maps of the $^{12}\text{CO } J=2-1$ emission in RX Boo at the LSR velocities specified in the top-left corner of each panel. Contours are plotted from $3.2 \times \sigma$ with a spacing of $3.2 \times \sigma$, where $\sigma = 29 \text{ mJy beam}^{-1}$. Equivalent negative contours are plotted with dashed lines. The last channel of the first plot presents the continuum emission with contours from $3 \times \sigma$ with a spacing of $3 \times \sigma$, where $\sigma = 1 \text{ mJy beam}^{-1}$.

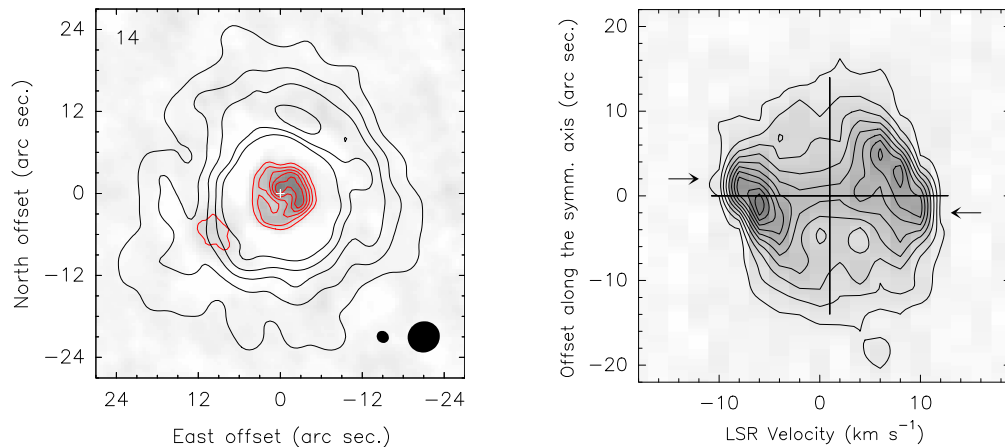


Figure 5.10: (*Left:*) Composition presenting CO $J=1-0$ emission in the outermost (black) contours and CO $J=2-1$ emission as seen just from the interferometric data for the remaining (grey; red in the electronic version) contours. This composition likely presents the view of TX Cam closest to the actual mass distribution. Interferometric data alone provide a better resolution for the innermost structure. The synthetic beams corresponding at both data sets are plotted in the last panel. (*Right:*) Position-Velocity diagram along the symmetry axis of PA 50° of the ^{12}CO $J=1-0$ emission maps in RX Boo.

specific modeling is needed to conclude with more certainty on the mass loss distribution, the presence of high winds, or just an equatorial mass enhancement.

5.4.5. X Her

X Her is a M-type semiregular variable (SRb) with a period of 95 days (Samus et al. 2004). Previous CO data shows that it has a two-component line profile, a narrow feature centered on a broader component (Kahane & Jura 1996, Kerschbaum & Olofsson 1999, Knapp et al. 1998, Olofsson et al. 2002). High resolution data suggest that the broad plateau is a bipolar outflow, while the narrow feature may be a Keplerian disk (Kahane & Jura 1996, Nakashima 2005). Olofsson et al. (2002) derived mass loss rates of 1.5 and $0.4 \times 10^{-7} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ for the broad and narrow component, respectively, using a distance of 140 pc, equivalent to the Hipparcos parallax measurement.

The PdB observations of X Her (of reference OD4E) were performed in February and March 2005 with the array configuration Bp and Cp. The observations were carried out in track-sharing mode together with the early post-AGB IRAS 23321+6545. 3C345 was the main phase and amplitude calibrator, mainly for the calibration of X Her, while 0059+581 was also observed to support in the calibration of IRAS 23321+6545. Continuum is well detected in the (line-subtracted) PdB data of X Her either at 3 or 1 mm. By modeling it in the uv -plane we find the 1 mm continuum is centered at the coordinates RA 16:02:39.14 Dec 47:14:25.55. The derived fluxes are 2.8 ± 0.4 mJy and 13.5 ± 0.6 mJy at 3 and 1 mm respectively.

OTF observations were performed at PV in May 2006, but the data were not of the

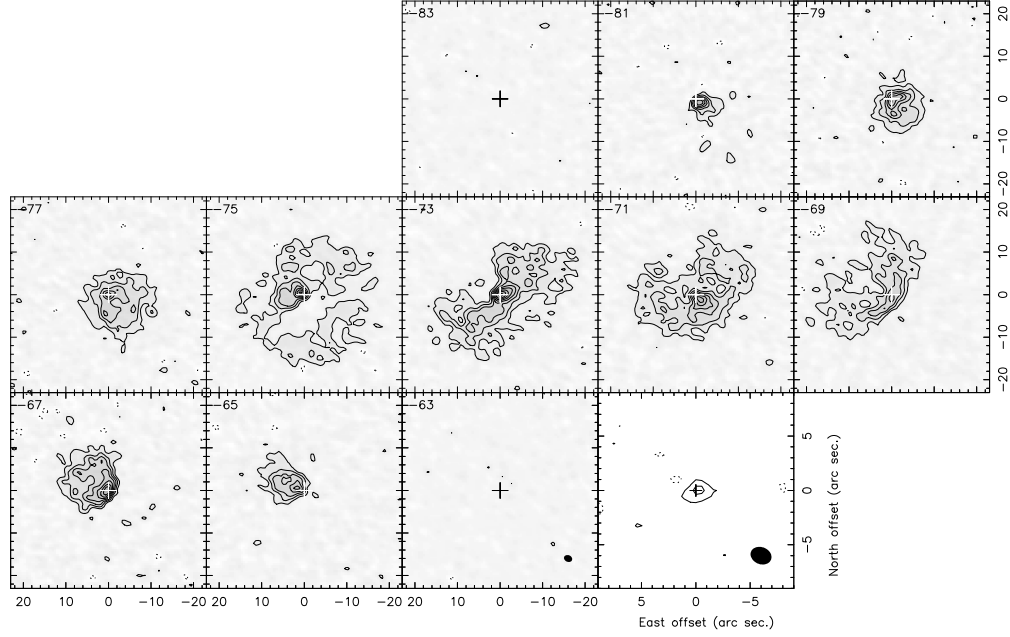


Figura 5.11: Channel maps of the $^{12}\text{CO } J=1-0$ emission in XHer at the LSR velocities specified in the top-left corner of each panel. Contours are plotted from $2.5 \times \sigma$ with a spacing of $2.5 \times \sigma$, where $\sigma = 10 \text{ mJy beam}^{-1}$. Negative contours are plotted with the same spacing with dashed lines. The last channel presents the continuum emission with a contour spacing of $3 \times \sigma$, where $\sigma = 0.4 \text{ mJy beam}^{-1}$. The central coordinates are RA 16:02:39.140, Dec 47:14:25.55.

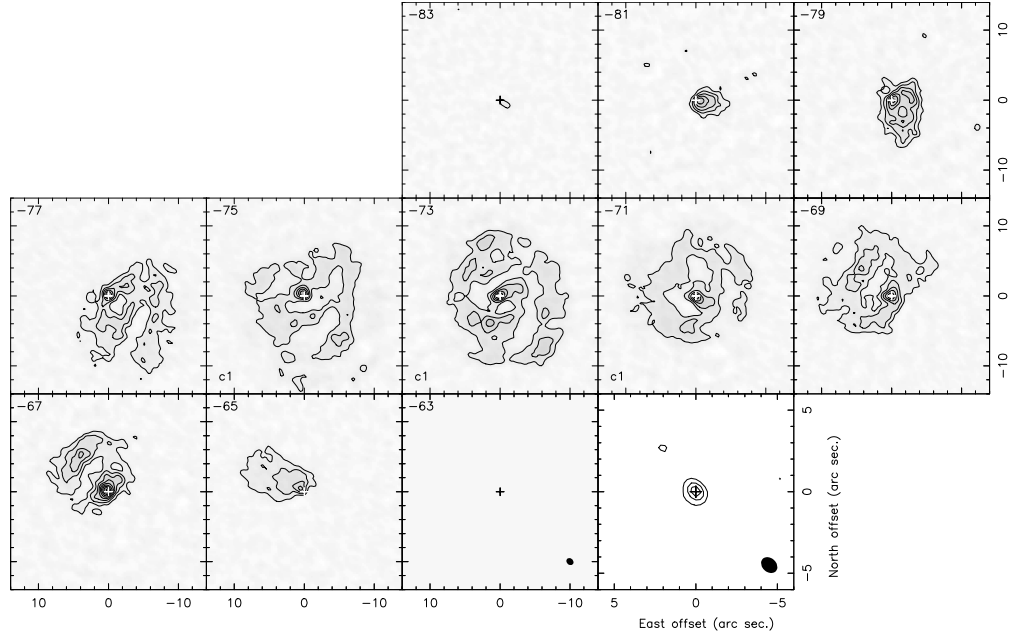


Figura 5.12: Channel maps of the $^{12}\text{CO } J=2-1$ emission in XHer at the LSR velocities specified in the top-left corner of each panel. The first contour and contour spacing are of $4 \times \sigma$ except for the channels marked with c1, in the left-bottom corner, where the first contour and contour spacing are $6 \times \sigma$, with $\sigma = 16 \text{ mJy beam}^{-1}$. Negative contours equivalent to those of each channel are plotted in dashed lines. In these maps, and mainly in the channels marked with c1, the recovering of short-spacing was very complex, and so we are not very much confident on the distribution of the extended component (see Sec. 5.4.5). The last channel presents the continuum emission with a contour spacing of $6 \times \sigma$ from the first contour at $3.5 \times \sigma$, where $\sigma = 0.6 \text{ mJy beam}^{-1}$. The central coordinates are RA 16:02:39.140, Dec 47:14:25.55.

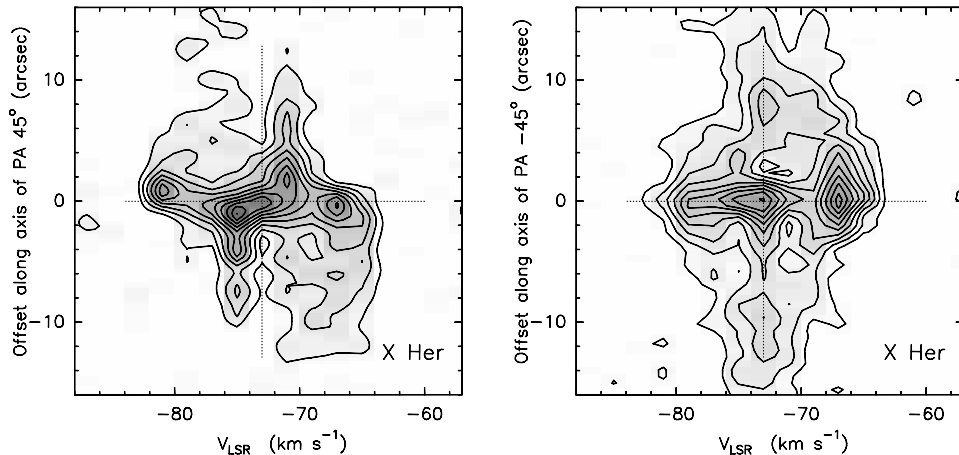


Figura 5.13: (*Left:*) Position-Velocity diagram along the symmetry axis of PA 45° from the ^{12}CO $J=1-0$ emission maps in X Her. (*Right:*) Position-Velocity diagram along the axis of PA -45° also from the ^{12}CO $J=1-0$ emission in X Her.

quality needed to be optimally merged with the PdB data, mainly at 1 mm. So, in order to add the flux provided by the short-spacing observations we have considerably had to increase the initial weight of the 30m data. Imaging the 1 mm data became then very difficult, for the central channels (where the extended emission is more important) the flux was often distributed into the secondary interferometric lobes. We are so not very much confident on the distribution of the extended emission obtained for the channels marked with c1 (on the left-bottom) in Fig. 5.12. The distribution found for the other channels is however well compatible with that obtained for ^{12}CO $J=1-0$, confirming the circumstellar structure obtained at 3 mm.

The resulting maps of PdB+short-spacing data are shown in Figs. 5.11 and 5.12. The structure obtained in ^{12}CO $J=1-0$, confirmed by the ^{12}CO $J=2-1$ data, shows a bipolar distribution similar to that seen in other AGB circumstellar envelopes (for example RX Boo in Sect. 5.4.4) and mainly in early post-AGB CSEs (e.g. IRAS 19475+3119 in Sect. 5.4.7, or M 1-92 and M 2-56 in Bujarrabal et al. 1998 and Castro-Carrizo et al. 2002 respectively). A position-velocity gradient was already detected by Kahane & Jura (1996) and Nakashima (2005). Our maps show for the first time a hourglass structure similar to that seen for M 2-56 (except for the lobes' tips not seen in X Her). At the systemic velocity, at -73 km s^{-1} , we see a disk-like distribution perpendicular to the symmetry axis. At the high expansion velocities, from -81 to -79 km s^{-1} and from -65 to -67 km s^{-1} we see the part of the hourglass structure which projected velocity is higher. The arc-like distribution in these channels is then opened outwards, not having detected other lobes' components (lobe tips are seen in M 2-56, the whole lobes are mapped for M 192). At lower expansion velocities, at -77 to -75 km s^{-1} for a lobe, and at -69 to -71 km s^{-1} for the other, also this arc-like distribution is found to be displaced with respect to the center along the symmetry axis, which likely results from a projection effect. The observations of Bujarrabal et al. (2007) in 89 Her, and mainly their modeling, show the movement of these arc-like structures for the different channels when the inclination of the symmetry axis with respect to the sky plane is large. In the predictions

obtained for M2-56 (Castro-Carrizo et al. 2002) a small inclination angle is adopted for the symmetry axis. By comparison with those predictions the CO distribution in X Her seems to suggest a low inclination angle, but a proper modeling taking into account the lobes' size (or hourglass "aperture") is needed. (Note that, contrary to our interpretation, these displacements of the location of the arc-like structure peaks suggest to Nakashima the presence of a rotating disk, but we think that our interpretation is more compatible with the usual properties of evolved stars.)

In Fig. 5.31 we show the spectra obtained from our observations, for the merged data in solid line, and for PV at the center of the source in point-like line. Note that the second shows a profile of remarkably strong wings, close to those seen by Knapp et al. (1998). In the profiles obtained by integrating the whole circumstellar emission we see that the wings are less prominent than those shown by Knapp et al. (1998). Those profiles were likely missing flux from the more extended component, which is mainly observed at the central channels, i.e. at lower expansion velocities.

The position velocity diagram along the symmetry axis, at PA 45° , reminds to that obtained for M2-56, or to the central part of that of M1-92 (see Fig. 5.13). The diagram obtained along the perpendicular axis, of PA -45° , shows that we do not detect, with the resolution we have in this direction ($\sim 1.6''$), any decrease in brightness in the center. If we adopt a possible expansion velocity of 5 to 10 km s^{-1} for the AGB CSE, this would indicate that the end of the mass loss, if already happened, must have happened in the last $760 \cdot d(\text{kpc})$ to $1500 \cdot d(\text{kpc})$ yr (where we took as spatial limit the mentioned resolution). We cannot therefore link the observed axial CO distribution to the end of the mass loss in X Her.

The kinematics deduced from our maps is very much dominated by the axial distribution. Deducing an expansion velocity for an hypothetical spherical AGB wind is so very uncertain. By assuming that the narrow central component of the CO profiles comes from the remnant of a spherical AGB outflow, we can deduce a full width at the base of the profile of $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$, that is, an expansion velocity for the AGB wind of $\sim 5 \text{ km s}^{-1}$.

5.4.6. CRL 2362

CRL 2362 is an OH/IR star detected in OH 1612 MHz by Silvergate et al. (1979). It was detected in CO by Zuckerman & Dyck (1986) and later observed and modeled by e.g. Neri et al. (1998). Neri et al. (1998) derived a mass-loss rate of $1.9 \times 10^{-5} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ using a distance of 2.04 kpc (assuming a luminosity of $10^4 L_\odot$, Loup et al. 1993).

CRL 2362 was observed in track-sharing mode together with V CrB in Cp and Bp configurations, in December 2004 and March 2005 respectively. 2023+336 and 1923+210 were observed in different tracks to calibrate the phases and amplitudes of CRL 2362. Strong calibrators (e.g. 3C345, 3C273, 3C84) observed in all the tracks, were used to calibrate the absolute flux.

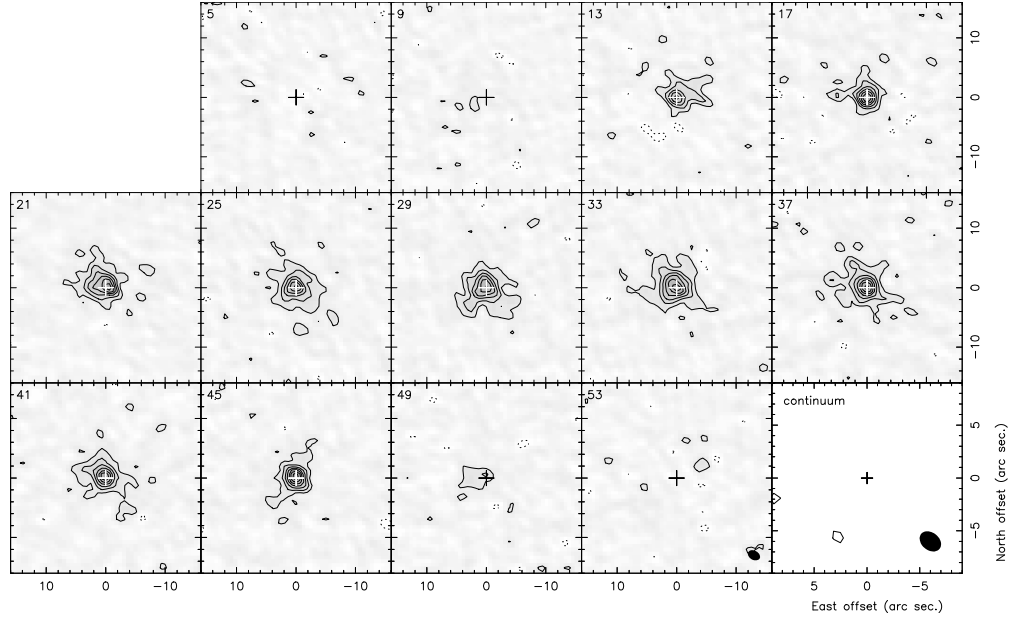


Figure 5.14: Channel maps of the $^{12}\text{CO } J=1-0$ emission in CRL 2362 at the LSR velocities specified in the top-left corner of each panel. Contours are plotted from $2.5 \times \sigma$ with a spacing of $2.5 \times \sigma$, where $\sigma = 12 \text{ mJy beam}^{-1}$. Negative contours are plotted with the same spacing with dashed lines. The last channel presents the continuum emission with a first contour and contour spacing of $2.5 \times \sigma$, where $\sigma = 0.4 \text{ mJy beam}^{-1}$.

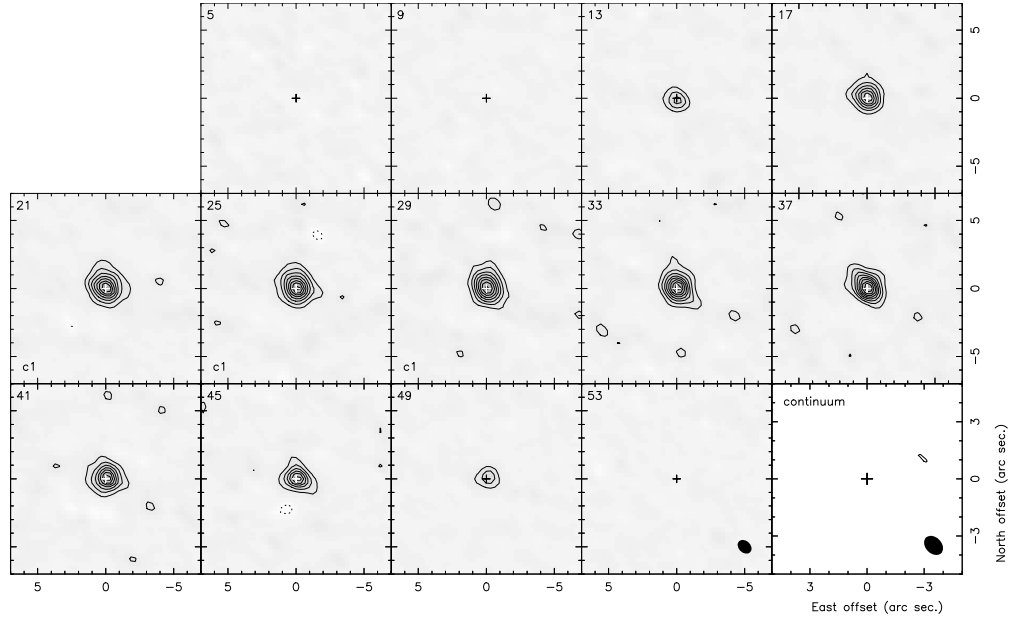


Figure 5.15: Channel maps of the $^{12}\text{CO } J=2-1$ emission in CRL 2362 at the LSR velocities specified in the top-left corner of each panel. Contours are plotted from $2.5 \times \sigma$ with a spacing of $2.5 \times \sigma$, where $\sigma = 13 \text{ mJy beam}^{-1}$. Equivalent negative contours are plotted in dashed lines. The last channel presents the continuum emission with a first contour and contour spacing of $2.5 \times \sigma$, where $\sigma = 0.7 \text{ mJy beam}^{-1}$.

A mosaic of 9 points was observed with the 30m telescope to cover a field of $\sim 40''$ at 1 mm. Four additional points were observed outside this field to ensure that no emission was there.

The merging of interferometric and single dish data was specially difficult for CRL 2362. The poor weights of the single-dish observations with respect to the interferometric data did not permit to constrain the size of the envelope, but gives the flux. In practise it happens that the CLEANing procedure has difficulties to define the location of the clean components before having identified a large fraction of the flux provided by the single-dish. The resulting map does not recover then all the flux filtered out by the interferometer.

In Fig. 5.31, we show in grey (red in the electronic version) dotted lines the profiles observing with the 30m telescope at the source center, indicating that a significant part of the emission is more extended that the PV beam at 3 mm, with $\sim 22''$ in diameter. In solid black lines we show the profiles obtained from the single-dish observations in the zero spacing, which correspond to the integrated flux for each channel. In solid grey (red in the electronic version) lines we show the flux integrated in the maps obtained from the merged data. That the last ones differ that much from the whole flux (obtained with the single dish) evidences the mentioned difficulties to merge these interferometric and single dish data.

No outstanding features are identified from our maps of this source.

5.4.7. IRAS 19475+3119

IRAS 19475+3119 is a young planetary nebulae surrounding a yellow, F3Ib star. Its chemical class is not well known, but we note the lack of OH and H₂O maser detection after several searches, which could indicate C-rich chemistry. We will adopt for this source $D = 4.9$ kpc, the far kinematic distance. Other authors (Sánchez-Contreras et al. 2006, Sahai et al. 2007b; Hrivnak & Bieging 2005; Bujarrabal et al. 2001) have reached a similar conclusion, from its systemic velocity or from assumptions on its expected total luminosity. IRAS 19475+3119 presents a strongly axisymmetric nebula in molecular line emission (Sánchez-Contreras et al. 2006); its prominent axis, at P.A. $\sim 80^\circ$, was deduced to form an angle $i \sim 30^\circ$ with respect to the plane of the sky and is associated to a fast bipolar outflow. HST images (Sahai et al. 2007b) show also a secondary lobe at P.A. $\sim -45^\circ$. Sarkar & Sahai (2006) studied in detail the dust FIR and submm continuum; although they used a simple spherical model to fit the observations, they deduced values for the typical extent and total mass of the nebula that are quite in agreement with the values obtained from CO data (respectively, $\sim 5 \cdot 10^{17}$ cm and $0.5 M_\odot$).

The PdB observations of IRAS 19475+3119 (of reference OE4E) were obtained in January and February 2005 in Ap and Bp array configurations. IRAS 19475+3119 was observed sharing the track with CRL 2477. In addition to MWC 349, 3C273 is also used to calibrate the relative flux between different tracks as well as the RF. 1923+210, 2023+336 and 2013+370 are observed to calibrate the amplitude and phase evolution on time, the brightest of them

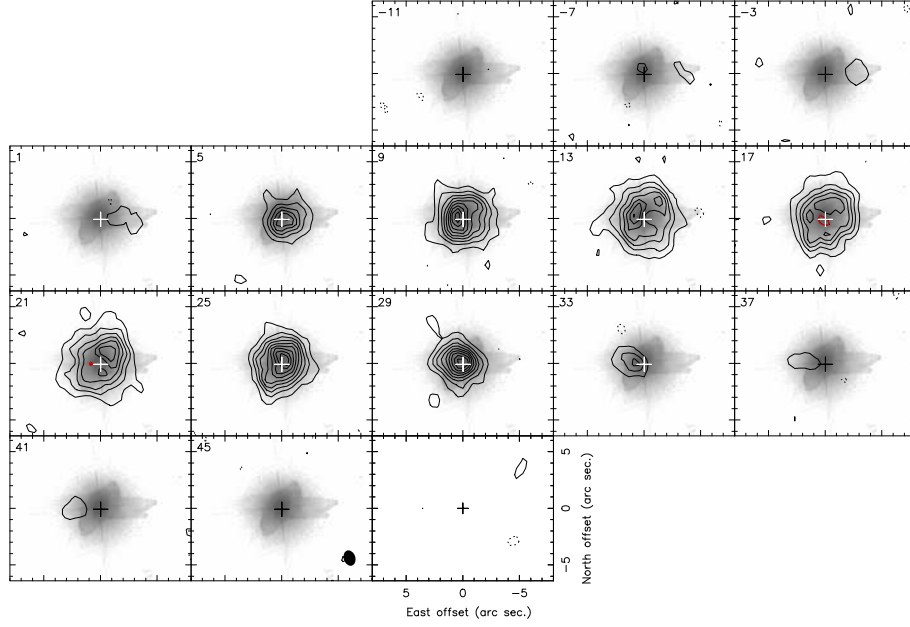


Figure 5.16: Channel maps of the $^{12}\text{CO } J=1-0$ emission in IRAS 19475+3119 at the LSR velocities specified in the top-left corner of each panel. Contours are plotted from $2.8 \times \sigma$ with a spacing of $2.8 \times \sigma$, where $\sigma = 6.9 \text{ mJy beam}^{-1}$. Negative contours are plotted with the same spacing with dashed lines. Contours presenting relative minima within the CSE are plotted in red. The last channel presents the continuum emission with a contour spacing of $3 \times \sigma$, where $\sigma = 0.4 \text{ mJy beam}^{-1}$.

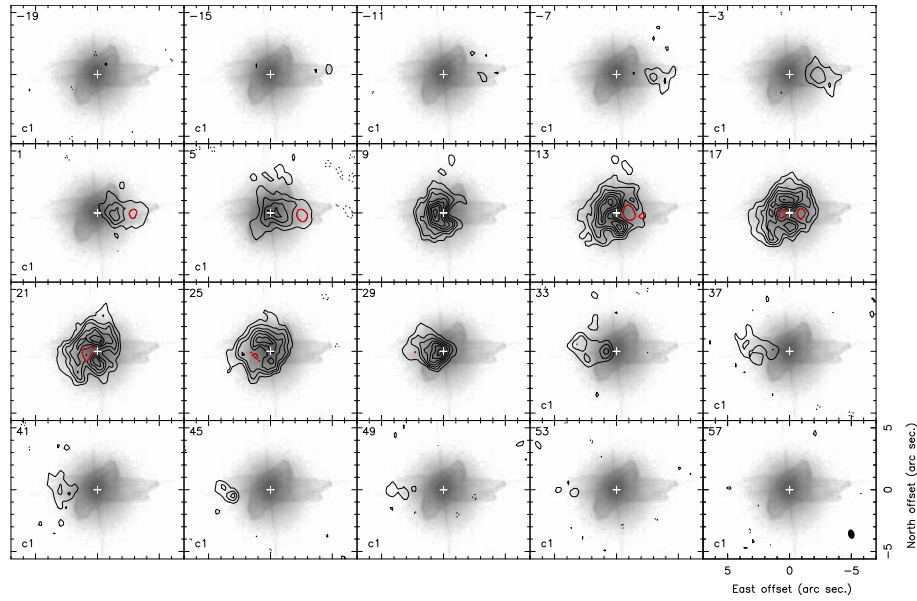


Figure 5.17: Channel maps of the $^{12}\text{CO } J=2-1$ emission in IRAS 19475+3119 at the LSR velocities specified in the top-left corner of each panel. Contours are plotted from $6 \times \sigma$ with a spacing of $3 \times \sigma$, where $\sigma = 11 \text{ mJy beam}^{-1}$. In the panels marked with “c1” in the bottom-left corner an additional contour is plotted at $3 \times \sigma$. Negative contours equivalent to the positive ones of each panel are plotted in dashed lines. Contours presenting relative minima within the CSE are plotted in red. No continuum emission is detected with a σ of $0.6 \text{ mJy beam}^{-1}$.

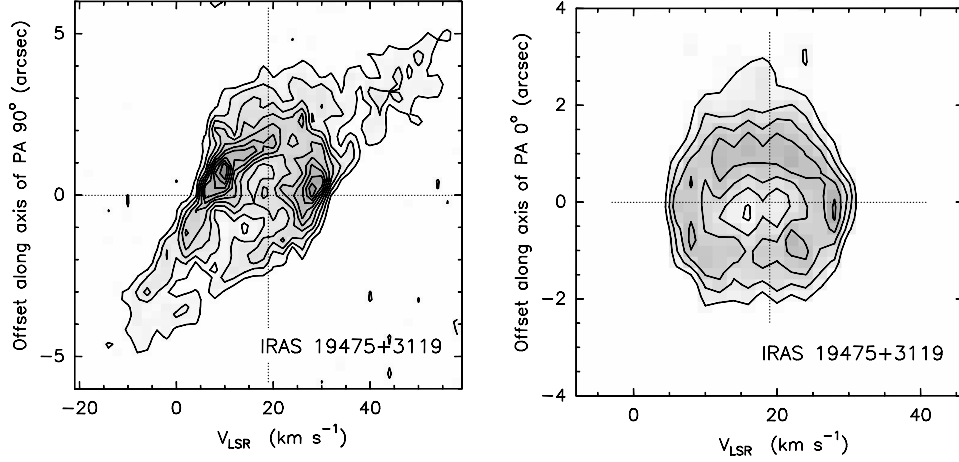


Figura 5.18: (*Left:*) Position-Velocity diagram along the symmetry axis of PA 90° from the $^{12}\text{CO } J=2-1$ emission maps in IRAS 19475+3119. Contours are plotted from $2 \times \sigma$ with the same spacing. (*Right:*) Position-Velocity diagram along the axis of PA 0° also from the $^{12}\text{CO } J=2-1$ emission in IRAS 19475+3119. Contours are plotted from $6 \times \sigma$ with a spacing of $3 \times \sigma$ ($\sigma = 11 \text{ mJy beam}^{-1}$).

with fluxes of 1.5Jy and 1Jy at 3 and 1 mm respectively on each track.

PV observations at the central position of IRAS 19475+3119 show line profiles similar to those obtained from the interferometric data (Fig. 5.32), so no significant flux is filtered out by the interferometer. We justify the small difference observed between the 1 mm profiles as due to calibration uncertainty.

No continuum emission is detected for IRAS 19475+3119 with rms limits of 0.4 and $0.6 \text{ mJy beam}^{-1}$ at 3 and 1 mm respectively.

The PdB maps of the $^{12}\text{CO } J=1-0$ and $J=2-1$ emission in IRAS 19475+3119 are shown in Figs. 5.16 and 5.17. The center of the plots corresponds to the brightest point in the optical, of coordinates 19:49:29.561 31:27:16.29. Although in the central channels, $17-21 \text{ km s}^{-1}$, the CSE is deduced to be rounded, the CO distribution is found to be clearly axisymmetric, with the presence of fast collimated winds. In the optical (Sahai et al. 2007b) IRAS 19475+3119 presents a quadrupolar structure resulting from collimated winds along two main axes. The main axis of the CO distribution is certainly related to the axial symmetry of the most prominent wind, seen in the optical with PA = 90° . We find CO emission distributed along the optical outflows at PA $\sim 90^\circ$, at the highest expansion velocity, and also emission minima along the axis at the central velocities, from 1 to 37 km s^{-1} . Arc-like brightness distributions typical of CO emission from a projected hourglass-like structure is seen at 9 and at 25 km s^{-1} (see e.g. Bujarrabal et al. 1998; Castro-Carrizo et al. 2002). The position-velocity diagrams along the axes at PA 90° and 0° , which are shown in Fig. 5.18, are very similar to those found in other PPNe presenting bipolar distribution. In addition, IRAS 19475+3119 presents in the optical (Sahai et al. 2007b) a second axis, of PA -55° , around which part of the circumstellar gas seems to be symmetrically distributed. In Fig. 5.17 we find at velocities

from 13 to 25 km s⁻¹ a counterpart in CO of the lobes along the axis of PA -55°. Although most of the CO emission is seen within the quadrupolar structure seen in the optical, at velocities from 5 to 29 km s⁻¹ we think we have detected some emission out from the optical lobes, although close to them (see for example at about the offset position (1,2)).

In the position-velocity diagram along the axis of PA 90° we see that both brightness peaks are at positive offsets with respect to the center, where the optical peak is; in that along the axis of PA 0°, the ring-like structure seems slightly displaced to the south. Both asymmetries with respect to the assumed center may be related to the presence of lobes along the axis of PA -55°, this is likely the case of the asymmetry in the second position-velocity diagram. We cannot discard however a wrong assumption of the position of nebular center by 0.3". By measuring the size of the central ring-like distribution along both axis (projected for the size measured at PA 90° and unprojected for PA 0°) we can estimate the inclination of such a structure with respect to the sky plane, by assuming that it is spherically symmetric. If we take the brightness peaks we obtain that inclination i of the symmetry axis of PA 90° with respect to the sky plane is 16°. If we interpret that the westernmost and southernmost emission shown in the position-velocity diagrams are affected by other outflows, we estimate a maximum limit for i of 40°. The actual axial expansion velocities would then range from 127 to 54 km s⁻¹ by assuming $i = 16$ to 40° respectively. (A detail discussion can be found in Sánchez-Contreras et al. 2006.)

5.4.8. χ Cyg

χ Cyg is an S-type Mira variable with a period of 407 days (Kholopov et al. 1999). Using the period-luminosity relation of Whitelock et al. (1994) the luminosity is estimated to be 5900 L_⊙ and from dust radiative transfer modelling a distance of 110 pc is derived (Ramstedt et al. 2006), which is compatible with the parallax measurement from Hipparcos. The mass-loss rate is estimated to be $5.0 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ based on CO multi-transitional observations (Ramstedt et al. 2006).

The PdB observations of χ Cyg (of reference PD17) were performed in September 2005, April and May 2006 in Dp, Cq and Dq array configurations. χ Cyg and IRAS 20028+3910 (shown in Sect. 5.4.10) were observed in track-sharing mode. The phases and amplitudes were calibrated with 2013+370, the RF was calibrated with 3C273 or 3C454.3, and the flux with MWC 349, by following also the flux evolution for 2013+370.

The maps resulting from merging interferometric and single dish observations are shown in Figs. 5.19 and 5.20. The size of the outermost emission we detect at 1 mm wavelength in our maps of merged data is similar to that of the PdB primary beam at half power. At 3 mm the emitting regions seem smaller than the primary beam. The maps are however not corrected for the primary beam effect. A modeling of the data, and particularly of the PV data, is needed in order to derive the true size of CSE.

The overall continuum emission shown in the last channels of Figs. 5.19 and 5.20

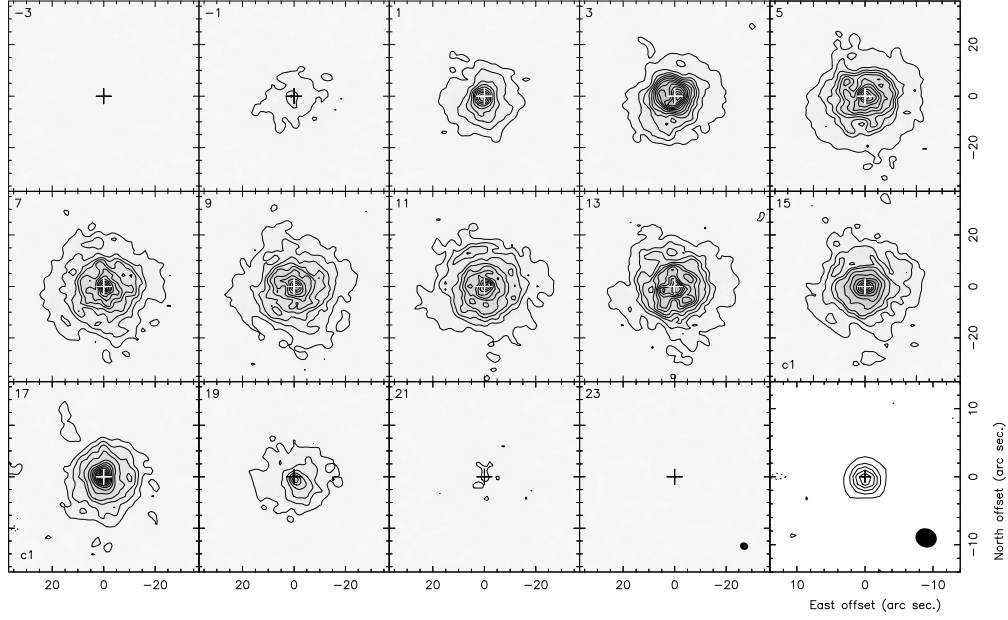


Figura 5.19: Channel maps of the $^{12}\text{CO } J=1-0$ emission in χ Cyg at the LSR velocities specified in the top-left corner of each panel. Contours are plotted from $4 \times \sigma$ with a spacing of $8 \times \sigma$, where $\sigma = 10 \text{ mJy beam}^{-1}$. In the panels marked with “c1” in the bottom-left corner the first four contours are at $4 \times$, $12 \times$, $20 \times$ and $28 \times \sigma$, and from there the spacing is $20 \times \sigma$. Negative contours are plotted in dashed lines with the same spacing that the positive ones of each channel. The last channel presents the continuum emission with a first contour and contour spacing of $3 \times$ and $6 \times \sigma$ respectively, where $\sigma = 0.4 \text{ mJy beam}^{-1}$.

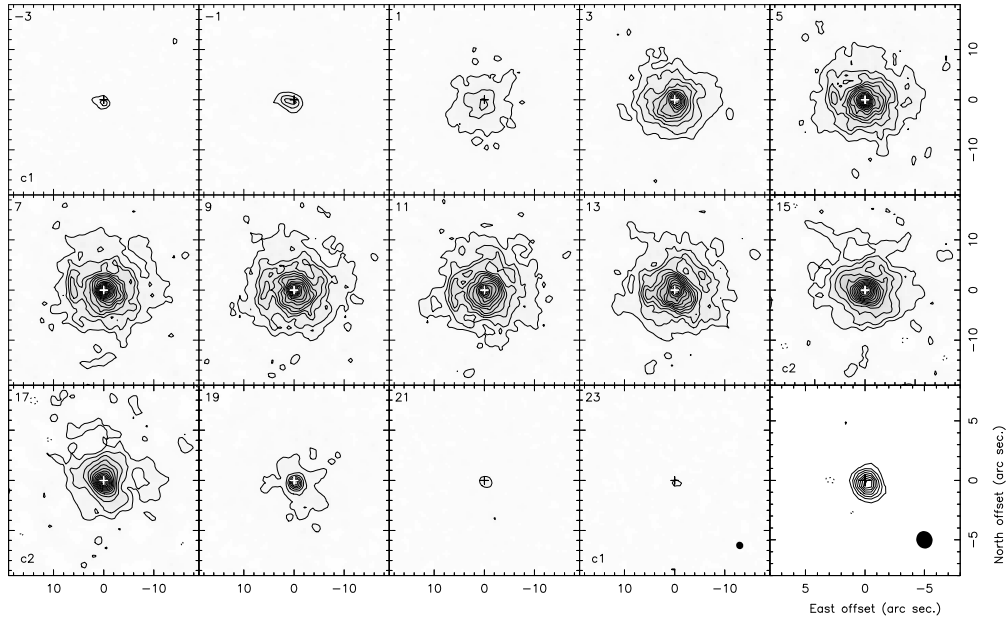


Figura 5.20: Channel maps of the $^{12}\text{CO } J=2-1$ emission in χ Cyg at the LSR velocities specified in the top-left corner of each panel. Contours are plotted from $6 \times \sigma$ with a spacing of $10 \times \sigma$, with $\sigma = 22 \text{ mJy beam}^{-1}$. In the panels marked with “c1” in the bottom-left corner an additional contour is plotted at $3 \times \sigma$. In the panels marked with “c2” in the bottom-left corner the first two contours are at $6 \times$ and $16 \times \sigma$, from there the spacing is $15 \times \sigma$. Negative contours are plotted in dashed lines with the same spacing that the positive ones of each channel. The last channel presents the continuum emission with a first contour and a contour spacing of $4 \times \sigma$, where $\sigma = 1 \text{ mJy beam}^{-1}$.

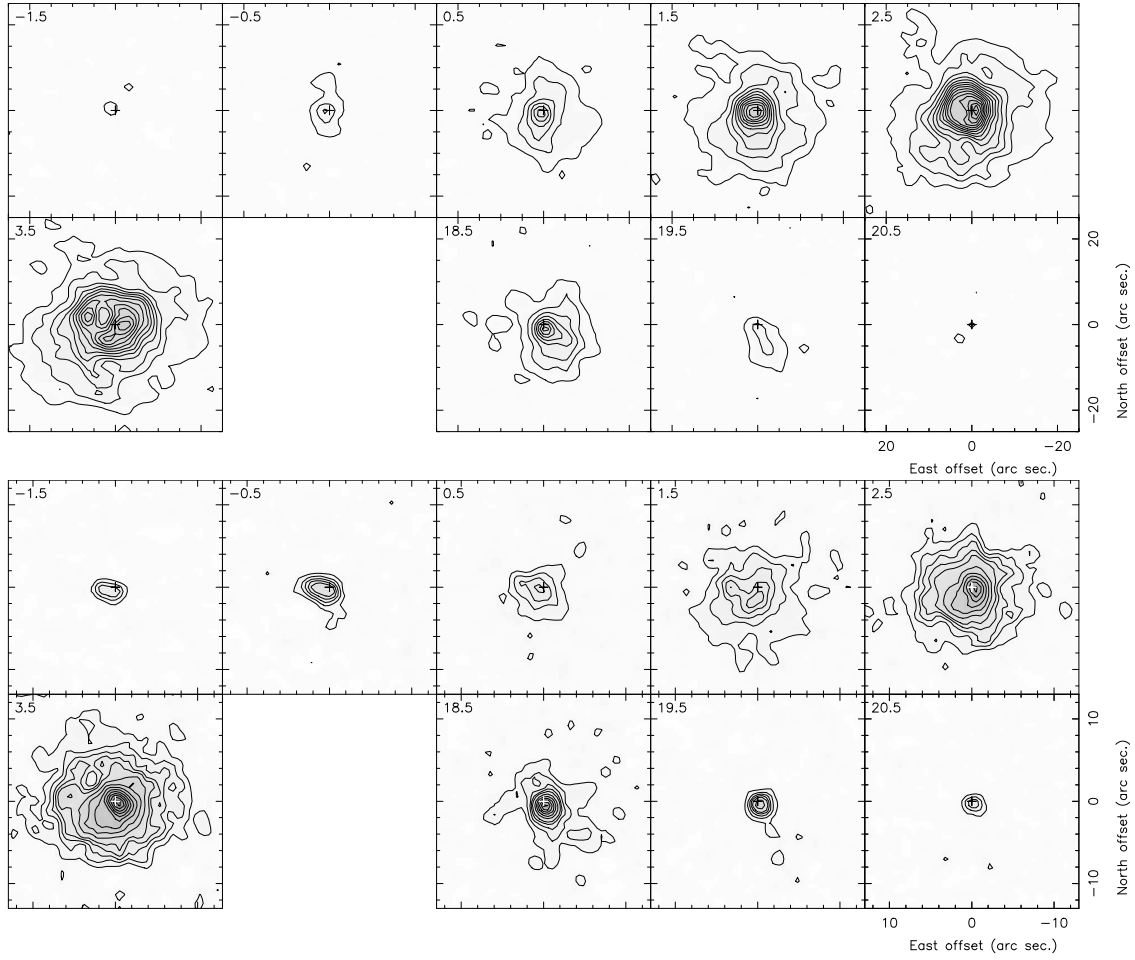


Figure 5.21: Some channels obtained for the CO 1-0 (*up*) and 2-1 (*down*) emission in χ Cyg with 1 km s^{-1} spectral resolution. At 3 mm contours are plotted from $3 \times \sigma$ with a spacing of $6 \times \sigma$, where $\sigma = 14 \text{ mJy beam}^{-1}$. At 1 mm contours are plotted from $4 \times \sigma$ with a spacing of $6 \times \sigma$, where $\sigma = 30 \text{ mJy beam}^{-1}$.

seems to be slightly shifted with respect to the adopted center, of coordinates 19:50:33.920 32:54:50.60, but the continuum peak coincides however with these coordinates. We think to have resolved the 1 mm continuum emission, for which we estimate a size of $0.9 \times 0.7'' \pm 0.07''$ with PA $56 \pm 13^\circ$. The continuum is particularly bright for χ Cyg with respect to the other stars here shown, with a total of 15.8 ± 0.7 mJy and 65 ± 3 mJy at 3 and 1 mm respectively. These results are obtained by fitting the data in the uv -plane with an elliptical Gaussian, which is found to be centered at a $(-.2, -.2)''$ offset.

The central channels of the maps of $J=2-1$ and $J=1-0$ emission have their peaks and the center of outer contours close to the assumed center. At high expansion velocity the emission seems to be displaced, as we can see in Fig. 5.21. Between -3 and 0 km s $^{-1}$ we see that emission is coming from a region close but not coincident with the brightness peak observed between 2 and 4 km s $^{-1}$. In the channels of both transitions at 3.5 km s $^{-1}$, at an offset of about $(3, 3)''$ we see a remarkable relative minimum; note that high velocity emission is not detected there. The presence of a high-excitation region is suggested by the absence of compact ^{12}CO $J=2-1$ emission between 0 and 2 km s $^{-1}$; we can see that at -0.5 km s $^{-1}$ the emission is found to be more compact and brighter than that found at 0.5 km s $^{-1}$, and that the line profile obtained only from the interferometric data (which is sensitive to the most compact emission) presents a minimum at these velocities (see Fig. 5.32). (No IS contribution is detected in the single dish observations.) A counterpart of the described blueshifted emission with respect to the center is found at redshifted velocities, between 18 and 21 km s $^{-1}$. We are not able to define a unique symmetry axis along which all the mentioned features are detected.

5.4.9. CRL 2477

The nature of the poorly known source CRL 2477 is controversial. Volk et al. (1992) suggested that this source is in the post-AGB phase, mainly from its bimodal SED, due to the emission of both the central star and the nebular dust, which is characteristic of young PNe. But Groenewegen et al. (1996) argues, mainly from the fact that the stellar counterpart is O-rich while the nebular gas seems C-rich, that there are two stars coincident in the plane of the sky. Recent photometric observations show that the bluest component (Kerschbaum et al., 2006), presumably the M-type star, is not variable, which may again support the post-AGB nature of CRL 2477. The distance to CRL 2477 is very uncertain, we will adopt here $D = 1.7$ kpc, as deduced by Groenewegen et al. (1996) for the C-rich component assuming a standard value of its luminosity.

CRL 2477 was observed at PdB in track-sharing mode with IRAS 19475+3119. A description of the calibration can be found in Sect. 5.4.7. The size estimated by Neri et al. (1998) for the CO distribution was $\lesssim 6''$, so just the central position was observed with the 30m PV telescope. Figs. 5.22 and 5.23 present the channel maps obtained with the interferometric data, no zero or short-spacing data was added.

In Fig. 5.32 we can see that the line profiles obtained with the single-dish (in dotted-

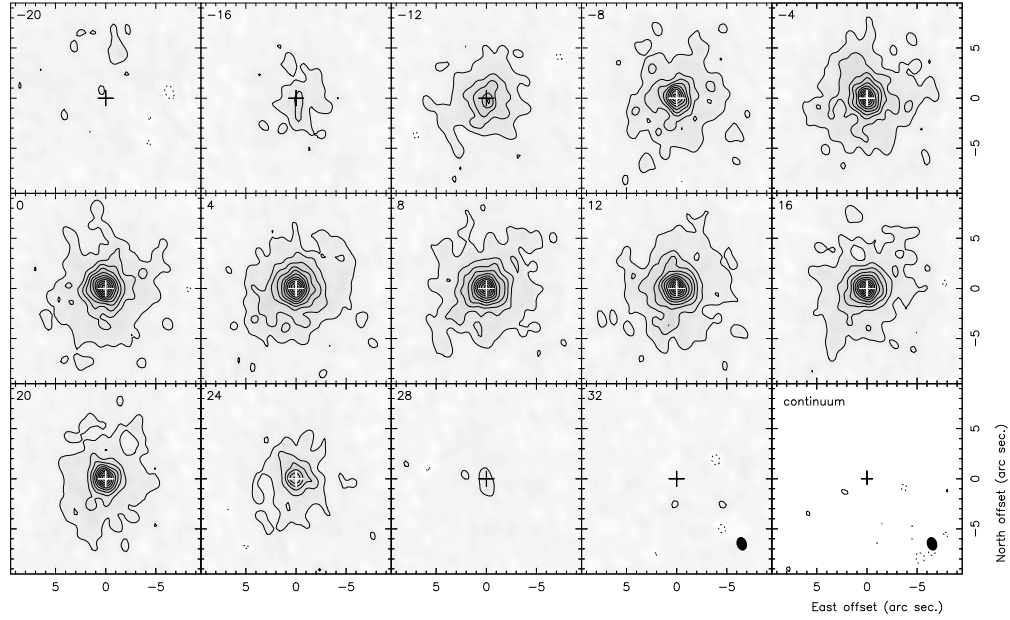


Figure 5.22: Channel maps of the $^{12}\text{CO } J=1-0$ emission in CRL 2477 at the LSR velocities specified in the top-left corner of each panel. Contours are plotted from $3 \times \sigma$ with a spacing of $4 \times \sigma$, where $7\sigma = \text{mJy beam}^{-1}$. Negative contours are plotted in dashed lines with the same spacing that the positive ones of each channel. The last channel presents the continuum emission with a first contour and contour spacing of $3 \times \sigma$, where $\sigma = 0.4 \text{ mJy beam}^{-1}$.

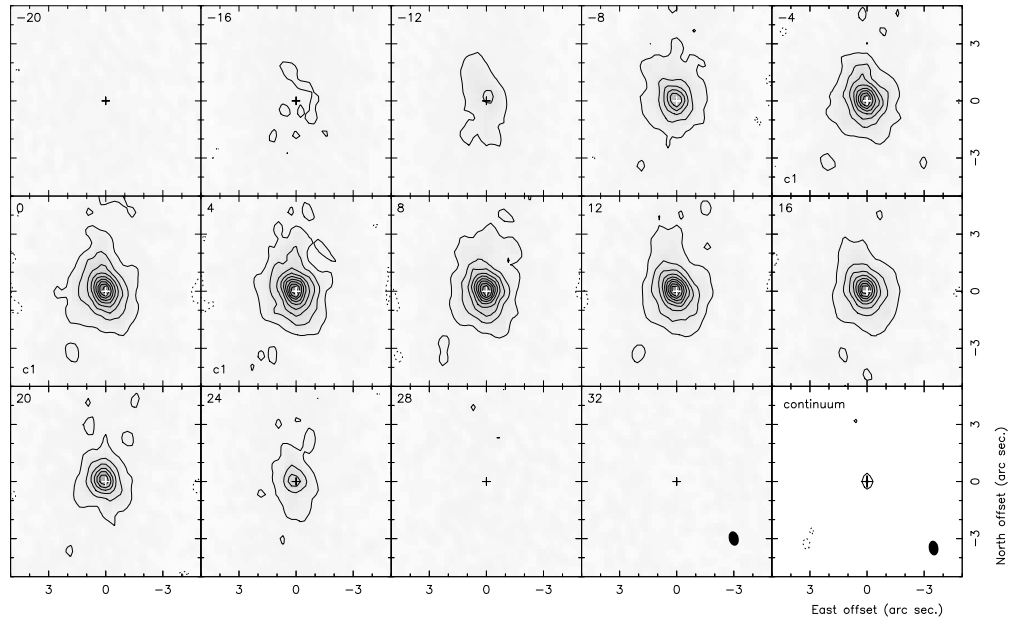


Figure 5.23: Channel maps of the $^{12}\text{CO } J=2-1$ emission in CRL 2477 at the LSR velocities specified in the top-left corner of each panel. Contours are plotted from $3.5 \times \sigma$ with a spacing of $8 \times \sigma$, with $\sigma = 12 \text{ mJy beam}^{-1}$. Negative contours are plotted in dashed lines with the same spacing that the positive ones of each channel. The last channel presents the continuum emission with a first contour and a contour spacing of $2.5 \times \sigma$, where $\sigma = 0.6 \text{ mJy beam}^{-1}$.

lines) are very affected by ISM contamination; from the profiles, we deduce that the ISM contribution comes mostly from the off-source position (selected observing mode to subtract the baseline). In solid-line profiles the integrated fluxes derived from the interferometric maps (Figs. 5.22 and 5.23) are shown. We can see that the interferometer filters out most of the ISM emission; we may have some ISM contribution in the channels of the most-blueshifted emission.

The profiles observed at 3 mm with both instruments are comparable. The 3 mm emission shown in Fig. 5.22 shows a weak extended component surrounding a more compact one, but the envelope is confirmed to be smaller than $10''$ (as deduced by Neri et al. 1998). At 1 mm, however, more emission is detected with the single-dish ($\sim 11''$ -size primary beam) than with the interferometer. We interpret that part of the extended component observed at 3 mm is filtered out by the interferometer at 1 mm. Indeed, in Fig. 5.23 we do not see a halo similar to that seen at 3 mm.

Continuum emission is detected at 1 mm at the J2000 coordinates RA 19:56:48.429, Dec 30:44:00.34. This position is so the center for the maps shown in Figs. 5.22 and 5.23. The central emission in most ^{12}CO $J=2-1$ channel maps is, however, displaced in a small fraction of an arc second towards the north-east with respect to the continuum center, although the emission peak is found to be coincident with such position. At 3 mm the line emission is centered and peaks at the continuum position for most channels, but also shows at -8 and $+20$ km s^{-1} a displacement consistent to that at 1 mm. With our maps we are not able to perform a further interpretation on the nature of such features. At -12 km s^{-1} , mainly for the ^{12}CO $J=1-0$ maps, the emission is found to peak slightly towards the south-west. The ISM contribution does not seem to be significant at this velocity (see Fig. 5.32).

5.4.10. IRAS 20028+3910

IRAS 20028+3910 is a bipolar PPN. Its HST image (Hrivnak et al. 2001) extends $\sim 3''$ and shows a bright bipolar component in the center, extending about $1''$; there is also conspicuous arcs mainly illuminated in the axis direction, i.e. at roughly $\text{PA} \sim -20^\circ$. See also HST images by Ueta et al. (2000) and imaging polarimetry by Gledhill et al. (2001). The continuum emission at 1 mm wavelength is compatible with extrapolation from FIR fluxes and, therefore, with cold dust emission (Buemi et al. 2007). The central star is classified as G4 in the SIMBAD database, but the analysis of the SED by Su et al. (2001) suggests a colder central star. Because of its featureless IR spectra and lack of molecular line detection (except for CO), the chemistry of this source remains unknown. The axis orientation (with respect of the plane of the sky) was deduced to be $i \sim 60^\circ$ by Su et al. (2001), from fitting of the spectral energy distribution and taking into account the HST images. The distance of IRAS 20028+3910 is probably ~ 2.5 kpc, both from considerations on the luminosity or on galactic rotation (Bujarrabal et al. 2001; Yuasa et al. 1999; Omont et al. 1993).

Single-dish CO observations were presented by Hrivnak & Bieging (2005), who modelled their data to derive a typical mass-loss rate of $\sim 10^{-4} M_\odot \text{ yr}^{-1}$.

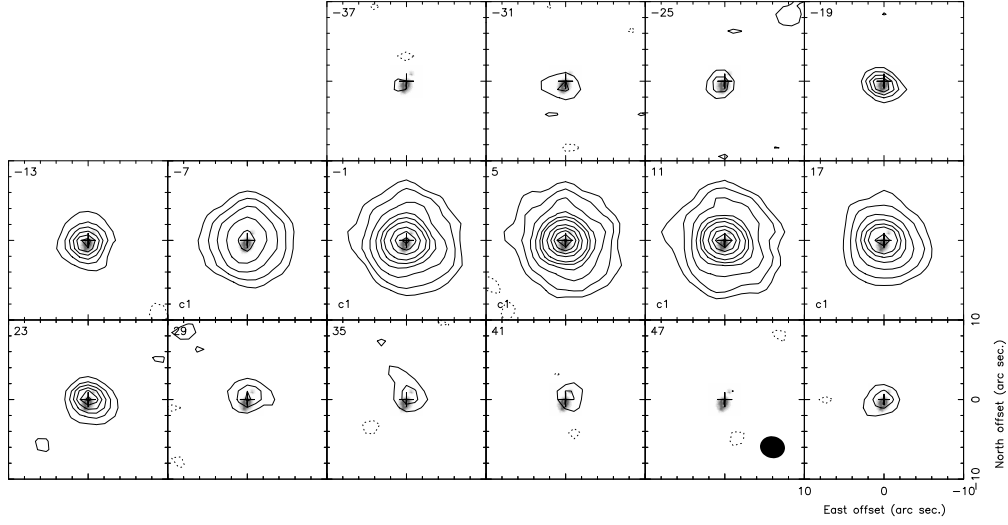


Figure 5.24: Channel maps of the $^{12}\text{CO } J=1-0$ emission in IRAS 20028+3910, in contours, at the LSR velocities specified in the top-left corner of each panel. Contours are superposed on HST images by Ueta et al. (2000), and plotted from $2.6 \times \sigma$ and from there with a spacing of $3 \times \sigma$, where $\sigma = 7.1 \text{ mJy beam}^{-1}$. In the panels marked with “c1” in the bottom-left corner the first contours are at 6, 10, 15, 21, 27, 34 $\times \sigma$ and from there every $15 \times \sigma$. Negative contours are plotted in dashed lines with the same spacing that the positive ones of each channel. The last channel presents the continuum emission with a first contour and contour spacing of $3 \times \sigma$, where $\sigma = 0.5 \text{ mJy beam}^{-1}$. The central coordinates are RA 20:04:35.96, Dec 39:18:44.8.

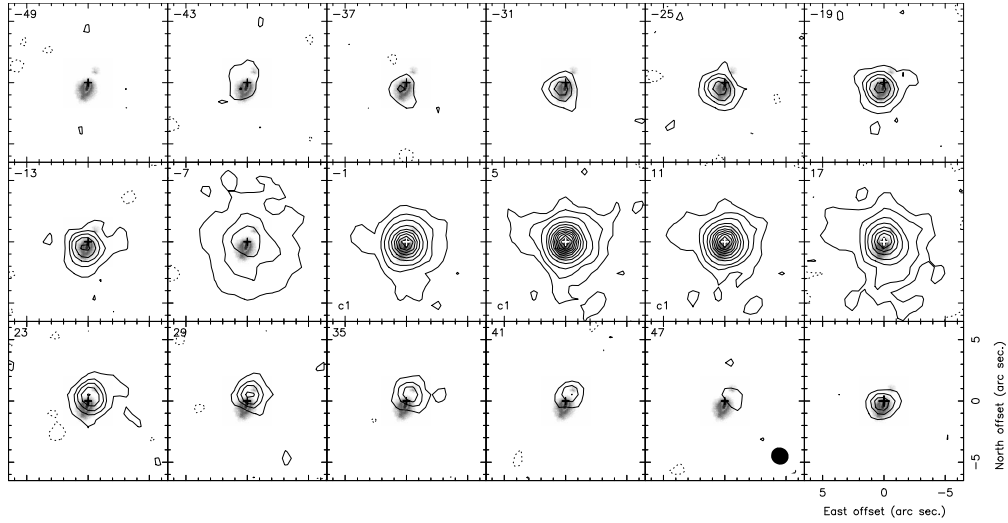


Figure 5.25: Channel maps of the $^{12}\text{CO } J=2-1$ emission in IRAS 20028+3910 at the LSR velocities specified in the top-left corner of each panel. Contours are superposed on HST images by Ueta et al. (2000), are plotted at 2.5, 6, 10, 16 $\times \sigma$ and from there with a spacing of $10 \times \sigma$, where $\sigma = 15 \text{ mJy beam}^{-1}$. In the panels marked with “c1” in the bottom-left corner the first contours are at 5, 10, 16 $\times \sigma$ and from there every $10 \times \sigma$. Negative contours are plotted in dashed lines with the same spacing that the positive ones of each channel. The last channel presents the continuum emission with a first contour and contour spacing of $3 \times \sigma$, where $\sigma = 1.7 \text{ mJy beam}^{-1}$. The central coordinates are RA 20:04:35.96, Dec 39:18:44.8.

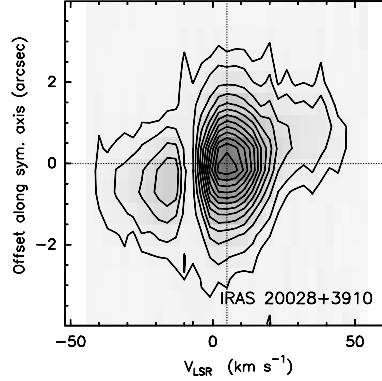


Figura 5.26: Position-Velocity diagram along the symmetry axis of PA -20° of the $^{12}\text{CO } J=2-1$ emission maps in IRAS 20028. This diagram is characteristic of the interaction of the fast winds of the PPN phase with the slow wings of the previous AGB phase.

The PdB observations of IRAS 20028+3910 (of reference PD17) were performed in track-sharing mode simultaneously with χ Cyg. See Sect. 5.4.8 for more details about these observations. The resulting maps are shown in contours in Figs. 5.24 and 5.25 superposed on the optical image by Ueta et al. (2000). The center of the CO maps has been defined to be the position of the peak of the central channels. The coordinates we have for the center of the optical image (from Ueta et al. 2000) are imprecise within $1''$ so there could be a mistake of $\pm 0.5''$ in the matching of optical and radio emission. In any case, given the good agreement between CO and optical emission we think the possible matching error must be small.

No single-dish observations were obtained in IRAS 20028+3910. By looking at the PdB *uv*-data at 1 mm we see however that in the central channels (those marked with a “c1” in Fig. 5.25) the flux increase sharply, in a factor 2, from 25 to 15m in baselines, the limit of the array. From this, we think that some extended emission is likely missing in our 1 mm interferometric maps of those central channels. By fitting the channel at 5 km s^{-1} with the Fourier Transform of two added Gaussians, we obtain that the Gaussian fitting the short-baselines visibilities (so the extended component in the envelope) has a FWHP of $10''$, which seems compatible with the increase in size observed at -7 and 17 km s^{-1} , which is not well mapped between -1 and 11 km s^{-1} . The fluxes shown in Fig. 5.33 for the velocities between ~ -1 and 15 km s^{-1} are therefore a subestimate of the real CSE emission.

In the last channel of Figs. 5.24 and 5.25 we present the continuum emission obtained by removing 160 km s^{-1} -bandwidth around the systemic velocity, in order to subtract line emission. The continuum is found to be slightly displaced with respect to the adopted center through the component detected at blue-shifted velocities. Part of the continuum emission may be coming from high excitation gas related to the main lobe seen in the optical, detected at blue-shifted velocities in CO.

We can also see at -7 km s^{-1} in the $^{12}\text{CO } J=2-1$ maps that some emission is missing; all the channels around show a much brighter distribution than that seen at around -7 km s^{-1} .

Higher spectral resolution maps show that this affect in an interval of about 8 km s^{-1} , as we can also see in Fig. 5.33. There the total integrated fluxes are shown in black solid lines, in grey solid line (red in the electronic version) the flux integrated ($\times 10$) in a $2''$ central region is shown. We can see in both profiles plotted for $^{12}\text{CO } J=2-1$ that flux is missing at these velocities. We interpret this is circumstellar self-absorption, as that already seen in other well known PPNe (Sánchez-Contreras et al. 2004; Cox et al. 2000; Castro-Carrizo et al. 2004), resulted when the part of the extended envelope closer to us absorbs high-velocity emission coming from inner regions. This feature is not seen however in $^{12}\text{CO } J=1-0$, likely due to that the inner emitting region presents high-excitation, similarly to AFGL 2688 and IRAS 19500-1709 (Bujarrabal et al. 2001). This is also consistent with that the continuum emission is found to be placed relatively close to the blue-shifted emission centroid.

In Fig. 5.26 a position-velocity diagram obtained along the symmetry axis of the envelope is shown. It presents a position-velocity gradient characteristic of PPN, resulted from the interaction of collimated and fast winds with a previous slower outflow.

5.4.11. R Cas

R Cas is a M-type Mira variable with a period of 431 days (Kholopov et al. 1999). Maercker et al. (2008) derive a mass-loss rate of $9 \times 10^{-7} \text{ M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ from CO observations using a distance of 172 pc. Their adopted distance was obtained from fitting the SED using a dust radiative transfer model using a luminosity of 8725 L_{\odot} obtained from a period-luminosity relation (Feast et al. 1989). The distance corresponding to the Hipparcos parallax is 110 pc.

The PdB observations of R Cas (of reference OE19) were performed in track-sharing mode, simultaneously with OH 104.9+2.4, in August, September and December 2004, in Dp and Cp array configurations. Phases and amplitudes were calibrated mainly with 0059+581, the RF was calibrated with 3C454.3, and the flux with MWC 349 by using fluxes of 1.12 and 1.7 Jy at 3 and 1 mm, respectively. The resulting maps are shown in contours in Figs. 5.27 and 5.28.

Continuum emission is detected, as shown in the last channels of Figs. 5.27 and 5.28. By fitting the continuum visibilities in the uv -plane, we obtain at 1 mm a flux of $45 \pm 2 \text{ mJy}$, a size of $0.3 \pm 0.1''$, at a position RA 23:58:24.91, Dec 51:23:19.8. At 3 mm the flux is $13 \pm 0.7 \text{ mJy}$. The CO maps shown in Fig. 5.27 and 5.28 are centered at the continuum center.

Arcs are well detected at the five central channels displayed in Fig. 5.27. Although they may be parts of the same ring-like distribution, we do not have clear evidences of such a structure. On the contrary, we see that the arcs seen in the outermost regions, for instance at the systemic velocity, are not equally spaced from the center, as well as the rounded structure seen in the innermost regions of R Cas reminds the hook-like distribution found in TX Cam (Fig. 5.7).

In order to gain sensitivity, the maps shown in Fig. 5.28 for the $^{12}\text{CO } J=2-1$ emission in R Cas result from tapering the original uv -data by decreasing the spatial resolution in a \sim

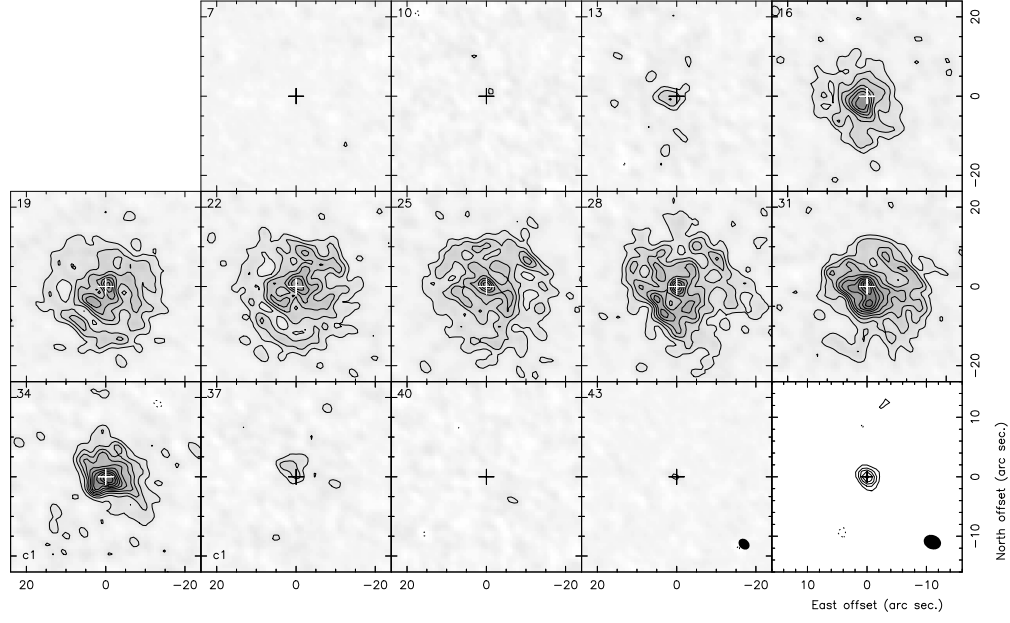


Figura 5.27: Channel maps of the $^{12}\text{CO } J=1-0$ emission in R Cas, in contours, at the LSR velocities specified in the top-left corner of each panel. Contours are plotted from $3 \times \sigma$ and from there with a spacing of $3 \times \sigma$, where $\sigma = 12 \text{ mJy beam}^{-1}$. Negative contours are plotted in dashed lines with the same spacing that the positive ones of each channel. The last channel presents the continuum emission with a first contour and contour spacing of $4 \times \sigma$, where $\sigma = 0.6 \text{ mJy beam}^{-1}$. The central coordinates are RA 23:58:24.91, Dec 51:23:19.8.

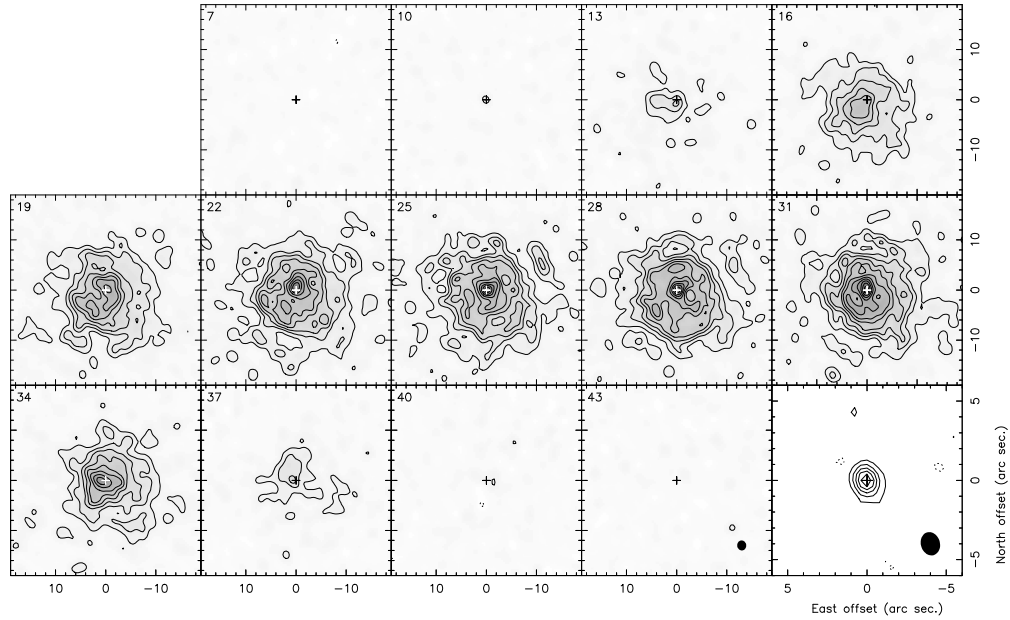


Figura 5.28: Channel maps of the $^{12}\text{CO } J=2-1$ emission in R Cas at the LSR velocities specified in the top-left corner of each panel. Contours are plotted at $3.5, 8, 13, 19, 25$ and $31 \times \sigma$ and from there with a spacing of $8 \times \sigma$, where $\sigma = 30 \text{ mJy beam}^{-1}$. Negative contours are plotted in dashed lines with the same spacing that the positive ones of each channel. The last channel presents the continuum emission with a first contour and contour spacing of $4 \times \sigma$, where $\sigma = 1 \text{ mJy beam}^{-1}$. The central coordinates are the same that in Fig. 5.27.

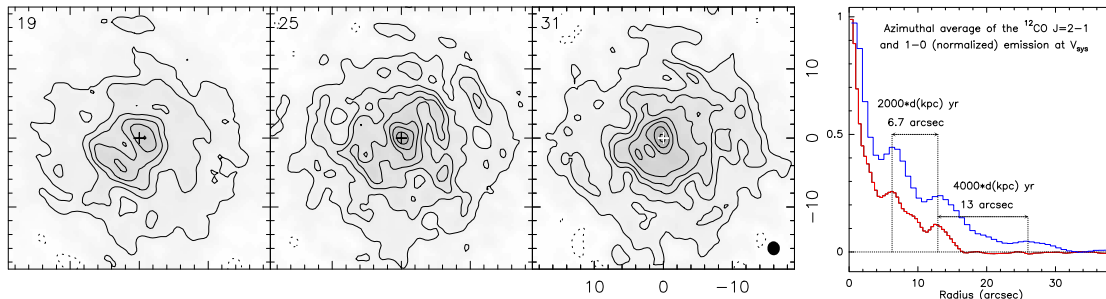


Figura 5.29: Channel maps equivalent to those shown in Fig. 5.28 resulted from CLEANing with the SDI method. Contours are plotted at $3.5, 7, 10.5, 14, 19$ and $24 \times \sigma$ and from there each $8 \times \sigma$, where $\sigma = 29 \text{ mJy beam}^{-1}$. Although the different CLEANing methods can emphasize different structures, the brightness distributions obtained by using different methods are found to be compatible. On the right, it shows the azimuthal average of the brightness distribution around the center, at the systemic velocity, at a LSR velocity of 25 km s^{-1} , for both $^{12}\text{CO } J=1-0$ and $J=2-1$ maps. Peaks are found at the same radius for both transitions

40 %. The presence of arcs, the weak brightness distribution of the extended emission, and likely also the limited PdB primary beam at 1 mm (which is close to the size of the extended CSE around R Cas) make it difficult to map the circumstellar emission with a small synthetic beam. The maps obtained by tapering the original uv -data show a brightness distribution compatible with that seen at 3 mm (shown in Fig. 5.27). By CLEANing the same tapered data with the SDI method, the extended emission is better imaged (Fig. 5.29), the rest of the identified features are equally identified.

In the maps at 3 and 1 mm, at high expansion velocity (in the channels at 13 and 37 km s^{-1}) the emission is found to be displaced and elongated towards the north-west. We do not have however enough sensitivity to interpret such a characteristic. We do not detect a possible position velocity gradient between red and blue-shifted emission.

The last plot of Fig. 5.29 presents the azimuthal average (normalized) of the same channel of 3 and 1 mm maps, at a LSR velocity of 25 km s^{-1} , with respect to the center. In both maps, also if we use different CLEANing methods, we obtain peaks of emission at 3 and 1 mm simultaneously for the radii $6.2''$ and $12.8''$. If we adopt a distance of 150 pc and an expansion velocity of 14 km s^{-1} for R Cas, we can deduce that there exists fluctuations in the azimuthal-averaged brightness, and so in the mass loss, in time scales of $300 - 650 \text{ yr}$. Note however that we cannot deduce from our maps that such a brightness (or mass loss) increases took place with a perfect spherical symmetry.

5.5. Conclusions

We have found a great variety of morphologies and shapes in this first subsample. X Her, RX Boo, IRAS 19475+3119 and IRAS 20028+3910 show an axial symmetry, while TX Cam reveals a spiral shape. Arcs can be seen in the CSEs around IK Tau, and R Cas. IRC+10011

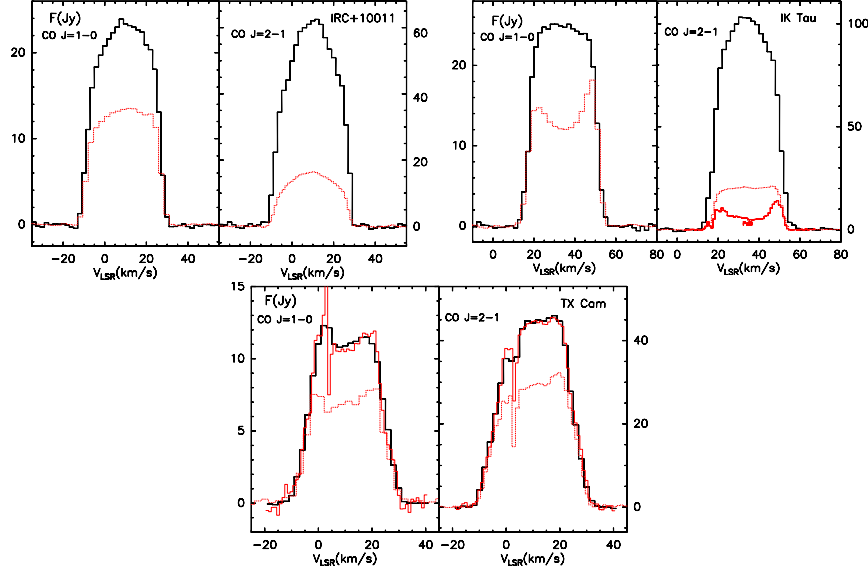


Figura 5.30: Total spectrum from integrating the flux of ^{12}CO $J=1-0$ and $2-1$ in IRC+10011, IK Tau and TX Cam (black line). The solid red line corresponds, when drawn, to PdB integrated emission and red dotted line represents, in the cases in which it is plotted, the single dish profile. In the cases of IRC+10011 and TX Cam the single dish beam is too small to recover all the flux from the source. We can see for IK Tau a compact emission missing in the PV profile at 17 km s^{-1} .

shows a elongated outer shell while the inner regions remain spherically symmetric. On the other hand, CRL 2362 shows no remarkable features in its envelope. We have to wait to the finish the observations to make a statistical study of this morphologies regarding the parameters of the different sources.

From the arcs observed for RCas we can calculate the typical time variation for the mass loss for this source. We find a time of 300–650 yr, which is compatible with the mass-loss variation time obtained for IRC+10216 of $\sim 1000 \text{ yr}$.

AC-C acknowledges financial support from the 6th European Community Framework Programme through a Marie-Curie Intra-European Fellowship. The contribution by GQ-L, VB and JA was supported by the Spanish Ministerio de Ciencia y Tecnologia and European FEDER funds, under grants AYA2000-0927, ESP2001-4519-PE and ESP2002-01693. We acknowledge the IRAM staff (both at Plateau de Bure and Grenoble) for carrying out the observations and the help they provided during the data reduction.

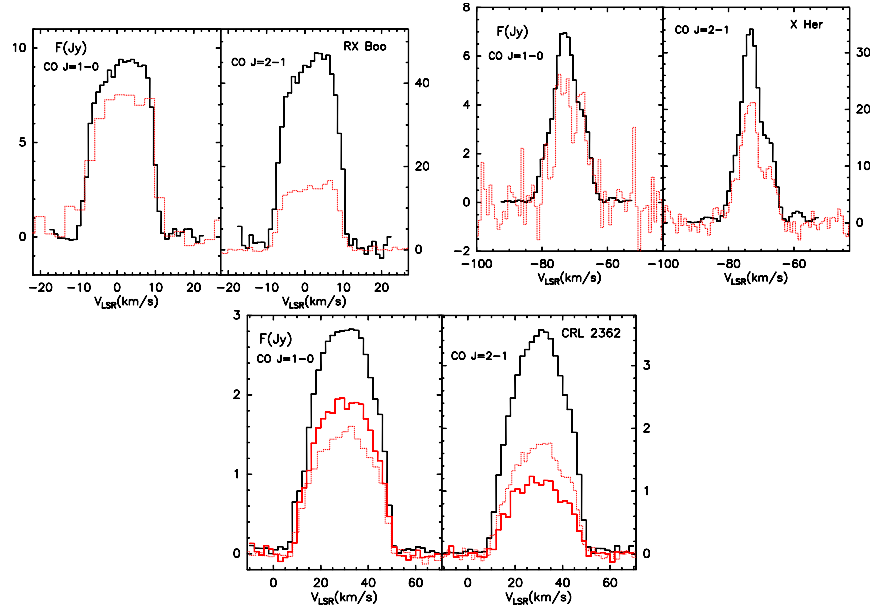


Figure 5.31: Total spectrum from integrating the flux of ^{12}CO $J=1-0$ and $2-1$ in RX Boo, X Her, and CRL2362. The black line corresponds to the integrated emission from the presented maps. The solid red line corresponds, when drawn, to PdB integrated emission and red dotted line represents, in the cases in which it is plotted, the single dish profile. We can see that in all these cases the emission of the star is more extended than the single-dish beam. For X Her the wings are more prominent in the single-dish profile. This is due to that the emission lost comes from extended regions with low velocities.

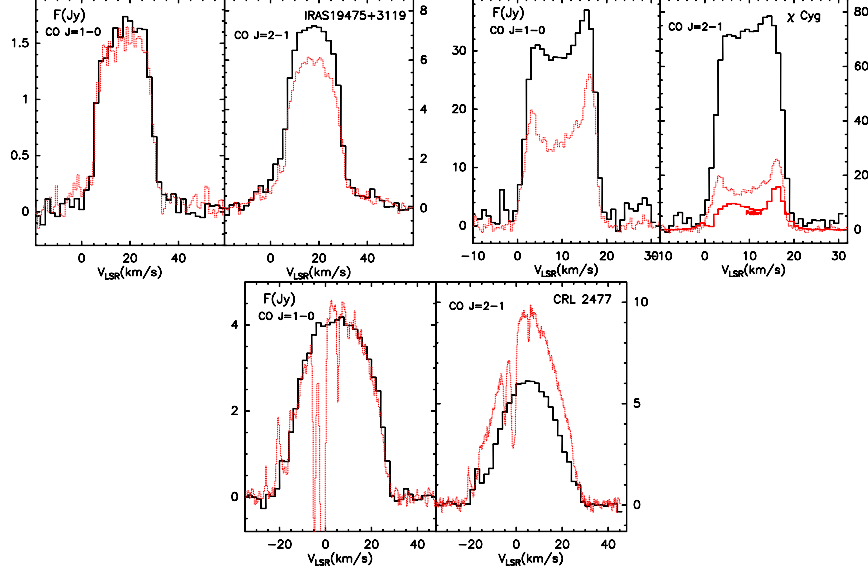


Figura 5.32: Total spectrum from integrating the flux of ^{12}CO $J=1-0$ and $2-1$ in IRAS 19475+3119, χ Cyg and CRL 2477 (black line). The solid red line corresponds, when drawn, to PdB integrated emission and red dotted line represents, in the cases in which it is plotted, the single dish profile. For χ Cyg, the profile obtained from the PdB data at 1 mm is plotted multiplied by 5. We can see there that compact emission is missing between 0 and 2 kms. For IRAS 19475+3119 and CRL 2477 the fluxes obtained by integrating the PdB data are shown in solid lines, which are coincident to those obtained with the PV telescope at the source center. For CRL 2477 the PV profile shows ISM pollution, while the integrated emission from the PdB maps has filtered out this contamination.

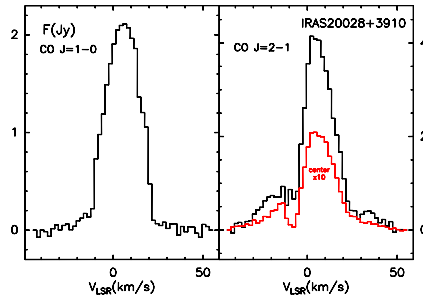


Figura 5.33: Total spectrum from integrating the flux of ^{12}CO $J=1-0$ and $2-1$ in IRAS 20028+3910. The black line corresponds to the integrated emission from the source. The red dotted line corresponds to the emission ($\times 10$) obtained in a $2''$ region at the center of the source. We can see a lack of emission at -7 km s^{-1} , that can be related to a self-absorption similar to that found in other well known PPNe.

References

- Alcolea, J., Bujarrabal, V., Sánchez Contreras, C., Neri, R., & Zweigle, J. 2001, *A&A*, 373, 932
- Buemi, C. S., Umana, G., Trigilio, C., & Leto, P. 2007, *A&A*, 462, 637
- Bujarrabal, V., Alcolea, J., & Neri, R. 1998, *ApJ*, 504, 915
- Bujarrabal, V., Castro-Carrizo, A., Alcolea, J., & Sánchez-Contreras, C. 2001, *A&A*, 377, 868
- Bujarrabal, V., 2006, in *IAU Symposium*, Vol. 234, *Planetary Nebulae in our Galaxy and Beyond*, ed M.J. Barlow and R.H. Méndez, 193
- Bujarrabal, V., van Winckel, H., Neri, R., Alcolea, J., Castro-Carrizo, A., & Deroo, P. 2007, *A&A*, 468L, 45
- Castro-Carrizo, A., Bujarrabal, V., Sánchez Contreras, C., Alcolea, J., & Neri, R. 2002, *A&A*, 386, 633
- Castro-Carrizo, A., Neri, R., & Winters, J. M. 2004, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 313, *Asymmetrical Planetary Nebulae III: Winds, Structure and the Thunderbird*, ed. M. Meixner, J. H. Kastner, B. Balick, & N. Soker, 314
- Chiu, P.-J., Hoang, C.-T., Dinh-V-Trung, et al. 2006, *ApJ*, 645, 605
- Cox, P., Lucas, R., Huggins, P. J., et al. 2000, *A&A*, 353, L25
- Crowther, P. A., DeMarco, O., & Barlow, M. J. 1998, *MNRAS*, 296, 367
- Fong, D., Meixner, M., & Shah, R. Y. 2003, *ApJ*, 582, L39
- Fong, D., Meixner, M., Sutton, E. C., Zalucha, A., & Welch, W. J. 2006, *ApJ*, 652, 1626
- Guélin, M., Lucas, R., Neri, R., Bremer, M., & Broguiere, D. 2000, in *IAU Symposium*, Vol. 197, *From Molecular Clouds to Planetary*, ed. Y. C. Minh & E. F. van Dishoeck, 365
- Gledhill, T.M., Chrysostomou, A., Hough, J.H., Yates, J.A. 2001a, *MNRAS*, 322, 321
- Hirano, N., Shinnaga, H., Dinh-V-Trung, et al. 2004, *ApJ*, 616, L43
- Hrivnak, B. J. & Bieging, J. H. 2005, *ApJ*, 624, 331
- Hrivnak, B. J., Geballe, T. R., & Kwok, S. 2007, *ApJ*, 662, 1059
- Hrivnak, B. J., Kwok, S., & Su, K. Y. L. 2001, *AJ*, 121, 2775
- Kahane, C. & Jura, M. 1996, *A&A*, 310, 952
- Knapp, G. R., Young, K., Lee, E., & Jorissen, A. 1998, *ApJS*, 117, 209

- Likkell, L., Morris, M., Forveille, T., & Omont, A. 1988, A&A, 198, L1
- Likkell, L., Morris, M., Kastner, J. H., & Forveille, T. 1994, A&A, 282, 190
- Lindqvist, M., Olofsson, H., Lucas, R., et al. 1999, A&A, 351, L1
- Maun, N. & Huggins, P. J. 1999, A&A, 349, 203
- Maun, N. & Huggins, P., 2006, A&A, 452, 257
- Matt, S. 2002, Tesis doctoral.
- Meixner, M., Skinner, C. J., Graham, J. R., et al. 1997, ApJ, 482, 897
- Meixner, M., Campbell, M. T., Welch, W. J., & Likkell, L. 1998, ApJ, 509, 392
- Nakashima, J.-i. 2005, ApJ, 620, 943
- Nakashima, J.-i. 2006, ApJ, 638, 1041
- Neri, R., Kahane, C., Lucas, R., Bujarrabal, V., & Loup, C. 1998, A&AS, 130, 1
- Olofsson, H., Bergman, P., Lucas, R., et al. 2000, A&A, 353, 583
- Omont, A., Loup, C., Forveille, T., et al. 1993, A&A, 267, 515
- Ramstedt, S., Schöier, F. L., Olofsson, H., & Lundgren, A. A. 2006, A&A, 454L, 103
- Ramstedt, S., Schöier, F. L., Olofsson, H., & Lundgren, A. A. 2008, A&A, 487, 645
- Sahai, R., Morris, M., Sánchez Contreras, C., & Claussen, M. 2007a, AJ, 134, 2200
- Sahai, R., Sánchez Contreras, C., Morris, M., & Claussen, M. 2007b, ApJ, 658, 410
- Sánchez Contreras, C., Bujarrabal, V., Castro-Carrizo, A., Alcolea, J., & Sargent, A. 2004, ApJ, 617, 1142
- Sánchez Contreras, C., Bujarrabal, V., Castro-Carrizo, A., Alcolea, J., & Sargent, A. 2006, ApJ, 643, 945
- Sarkar, G. & Sahai, R. 2006, ApJ, 644, 1171
- Schöier, F., & Olofsson, H. 2001, 368, 969
- Su, K. Y. L., Hrivnak, B. J., & Kwok, S. 2001, AJ, 122, 1525
- Tuthill, P. G., Monnier, J. D., Lawrance, N., Danchi, W. C., Owocki, S. P., Gayley, K. G. 2008, ApJ, 675, 698
- Ueta, T., Meixner, M., & Bobrowsky, M. 2000, ApJ, 528, 861
- Yuasa, M., Unno, W., & Magono, S. 1999, PASJ, 51, 197

Capítulo 6

Las hipergigantes amarillas (YHG)

En las próximas secciones vamos a presentar una introducción a las propiedades y la evolución de las estrellas hipergigantes amarillas (YHG), de las que ya hemos hablado en el capítulo 1, poniendo especial atención en los procesos de pérdida de masa en estos objetos. Estas estrellas y sus envolturas son el objetivo del segundo bloque de la presente tesis.

6.1. Características de las hipergigantes amarillas

Las estrellas hipergigantes amarillas son estrellas tremendamente masivas y luminosas. Su tipo de luminosidad suele denominarse Ia^+ y su identificación como tales debe basarse en:

- Ser más luminosas que las estrellas AGB y post-AGB con una magnitud M_V más brillantes que -7 (Feast & Thackeray, 1956).
- Presentar componentes anchas de emisión $H\alpha$ (Keenan, 1971).
- Presentar líneas de absorción más anchas que las de estrellas supergigantes similares en tipo espectral y luminosidad.

Por tanto la definición de las hipergigantes amarillas tiene criterios físicos. Las YHG son estrellas supergigantes que presentan movimientos fotosféricos relevantes y una envoltura extensa. Esto último supone que estas estrellas sufren una importante pérdida de masa.

6.1.1. Diagrama HR para estrellas de alta luminosidad

El diagrama HR para las estrellas masivas es tremendamente complejo (ver Fig. 6.1). En estas regiones podemos encontrar estrellas Wolf-Rayet (WR, no dibujadas, estarían más hacia el azul), las variables luminosas azules (LBVs), las supergigantes rojas (RSGs), y las

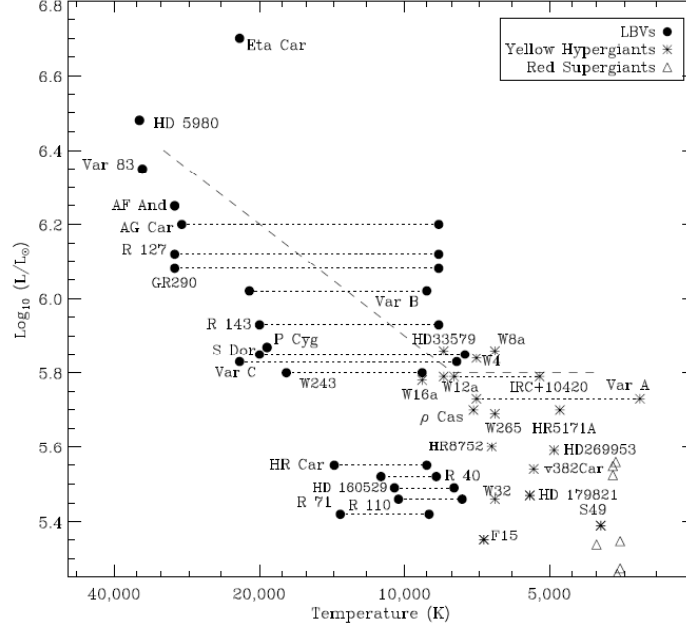


Figura 6.1: Diagrama HR para las estrellas masivas, en el que se representan las LBV, las YHGs, y las RSGs (Oudmaijer et al, 2008).

YHGs. La conexión entre estos diferentes objetos no está del todo clara en algunos puntos, podría resumirse del siguiente modo (Meynet & Maeder, 2003):

- Las estrellas con masas $\gtrsim 50M_{\odot}$ dejan la secuencia principal y pasan por las fase LBV antes de convertirse en estrellas WR. Si la rotación es rápida es posible que la estrella evite la fase LBV. Meynet & Maeder (2007) mostraron que la asimetría en los vientos de estas estrellas es fundamental para que lleguen a explotar como supernovas, produciendo erupciones de rayos gamma.
- Las estrellas con masas $\gtrsim 10M_{\odot}$ y $\lesssim 50M_{\odot}$ evolucionan hacia regiones más frías del diagrama HR hasta convertirse en RSGs. Durante esta fase estos objetos pueden perder la mitad de su masa. Estas estrellas evolucionan entonces hasta convertirse en YHGs (de Jager 1998) y posteriormente podrían convertirse en LBVs e incluso en WRs. Aún así, todavía no está claro si una RSG puede evolucionar hasta convertirse en una LBV.

En el presente capítulo nos restringiremos a las hipergigantes amarillas.

Mediante lo que hemos visto en las Figs. 6.1 & 6.2 podemos delimitar las condiciones de las YHGs. Estas estrellas tienen masas iniciales de $\sim 20M_{\odot}$, luminosidades en el rango $5.3 \leq \log L[L_{\odot}] \leq 5.9$, y son amarillas ($4000 \text{ K} \lesssim T_{\star} \lesssim 8000 \text{ K}$).

6.2. Evolución. ¿De RSG a Wolf-Rayet?

En esta sección estudiaremos la evolución de las YHG's más en detalle.

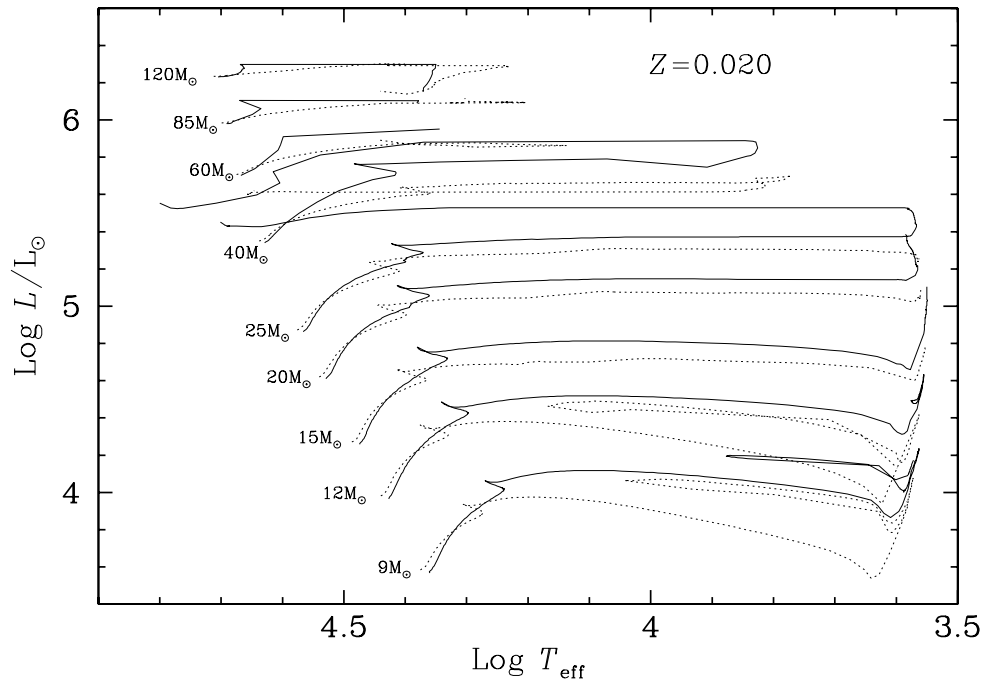


Figura 6.2: Caminos evolutivos para estrellas masivas (Meynet & Maeder, 2003). Las líneas punteadas y sólidas representan la evolución para estrellas sin rotación y con rotación respectivamente.

6.2.1. YHG's como post-RSGs

Dada la complejidad del diagrama HR para las estrellas masivas, comprender la conexión entre los distintos tipos de estrellas que se encuentran en él es delicado. Para ello se han llevado a cabo tres tipos de estudios.

- Estudios de abundancias fotosféricas: se ha encontrado que algunas de estas estrellas tienen abundancias fotosféricas peculiares (e.g. Boyarchuk et al. 1988). La abundancia de metales es mayor que la solar y está de acuerdo con el enriquecimiento galáctico. También Takeda & Tanaka-Hidai (1994) encontraron un exceso de sodio en estrellas masivas (supergigantes y YHG's) relacionado con la masa. Posteriormente la teoría ha explicado estos hallazgos (El Eid & Champagne, 1995). Parece que el exceso de Na se debe al ciclo Ne-Na que se produce cuando el sodio es llevado a la fotosfera por el tercer dragado. Este ciclo y el ciclo CNO ocurren simultáneamente.

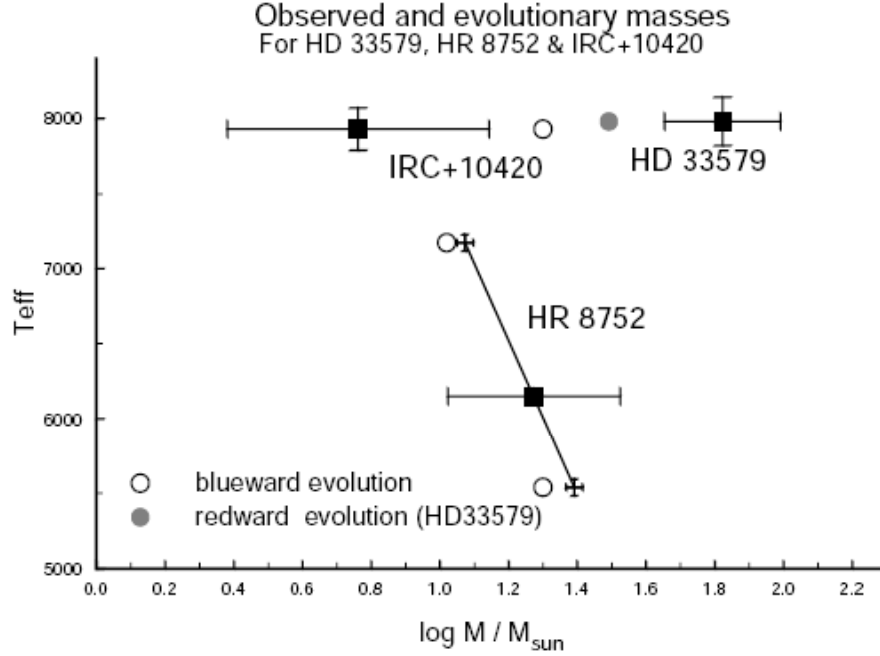


Figura 6.3: Valores derivados para T_{eff} y M/M_{\odot} por Nieuwenhuijzen & de Jager (2000), mediante la resolución iterativa de las ecuaciones para las diferentes contribuciones a la aceleración. Los círculos corresponden con valores debidos a cálculos evolutivos. Las cruces corresponden a valores antiguos obtenidos para HR 8752.

- Masas estelares: la determinación de la masa de estas estrellas se ha hecho por medio del cálculo de la aceleración fotosférica efectiva (g_{eff}). En el caso de estas estrellas esta cantidad puede expresarse como

$$(6.1) \quad g_{\text{eff}} = g_N + g_{\text{rad}} + g_t + g_{\text{wind}} ,$$

donde g_N es la aceleración newtoniana, g_{rad} es la aceleración debida a la presión de radiación, g_t la debida a los choques y g_{wind} tiene en cuenta la presión del viento estelar hacia fuera de la estrella.

Esta ecuación se puede ver como la ecuación de conservación del momento de Euler

$$(6.2) \quad \rho g_N(r) + \frac{dP_{\text{gas}}}{dr} + \frac{P_{\text{rad}}}{dr} + \frac{dP_t}{dr} + \rho \frac{\partial v}{\partial r} ,$$

donde $g_N(r) = g_N(R)(R/r)^2$, P es la presión, $dP_{\text{gas}}/dr = -g_{\text{eff}}$, $dP_{\text{rad}} = \rho \kappa_F \pi F/c$ y $v = v_{\text{wind}} = \dot{M}/4\pi r^2$.

De Jager (1998) muestra que resolviendo iterativamente las ecuaciones que definen los diferentes términos se puede despejar g_N , y de ahí obtener el valor de la masa. Este

valor es muy incierto y es necesario disponer de un gran número de observaciones espectroscópicas, ya que aunque los parámetros atmosféricos cambien la masa sigue siendo la misma.

Usando este método, Nieuwenhuijzen & de Jager (2000), Fig. 6.3, obtuvieron un valor para la masa de la YHG HR 8752 de $11.1 \pm_{5.4}^{10.6} M_{\odot}$. Esta masa y su localización en el diagrama HR parecen indicar que esta estrella está evolucionando hacia temperaturas mayores, y por tanto es una post-RSG. Lo mismo ocurre para IRC +10420, para la cual se encontró una masa de $M_* = 5.8 \pm_{3.4}^{8.1} M_{\odot}$. Por otro lado, estos autores también estudiaron la masa de HD 33579 encontrando un valor de $72 \pm_{25}^{38} M_{\odot}$. Esta masa es demasiado elevada para una estrella post-RSG, lo que parece indicar que esta estrella está evolucionando hacia regiones frías del diagrama HR.

- Presencia de envolturas extensas: se han observado envolturas circunestelares masivas alrededor de dos YHG, AFGL 2343 e IRC +10420 (e.g. Kastner & Weintraub 1995, Bujarrabal et al. 2001), mientras que el resto de YHG apenas tienen material circunestelar (ver Sect. 6.3). Cabe preguntarse cómo se forman estas envolturas, y su implicación evolutiva. Este es un tema controvertido. Muchas RSGs, pero no todas, sufren grandes pérdidas de masa durante su evolución y presentan envolturas circunestelares masivas (e.g. VY CMa, Decin et al. 2006; Josselin et al. 2000). De ese modo, si las YHG son post-RSGs se esperaría encontrar material circunestelar alrededor ellas. Es posible que la mayoría de las YHG hayan perdido esa envoltura expulsada en la fase de RSG, salvo IRC +10420 y AFGL 2343. Por otra parte, como veremos en la siguiente sección, se espera que las YHG sufran periodos de fuertes pérdidas de masa, de modo que es igualmente posible que las envolturas observadas alrededor de AFGL 2343 e IRC +10420 se hayan formado en la misma fase de YHG. Este tema será tratado más en profundidad en el Cap. 9.

Nótese que la naturaleza de AFGL 2343 ha sido ampliamente discutida. La distancia a esta fuente es incierta, lo que ha dado en que esta fuente haya sido clasificada como una estrella post-AGB o una estrella evolucionada masiva según cada autor. Por ejemplo, Josselin & Lébre (2001), basándose en la razón de los isótopos del carbono así como la presencia de HCO^+ , sugieren que este objeto es una PPN. Sin embargo, posteriores observaciones de CO (Bujarrabal et al. 1992) demostraron que los valores de la razón de isótopos es próxima a la de IRC +14020 (Fix & Cobb, 1987). Además, la alta opacidad que se espera para la emisión de CO en estos objetos parece cuestionar la validez del método de la razón $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$. Veremos también, en los próximos capítulos, que se ha hallado HCO^+ en la YHG prototípica IRC +10420. Por otra parte, la alta velocidad sistémica de esta fuente ($\sim 100 \text{ km s}^{-1}$) y la alta velocidad de expansión son compatibles con una estrella masiva (Zuckerman & Dyck, 1986).

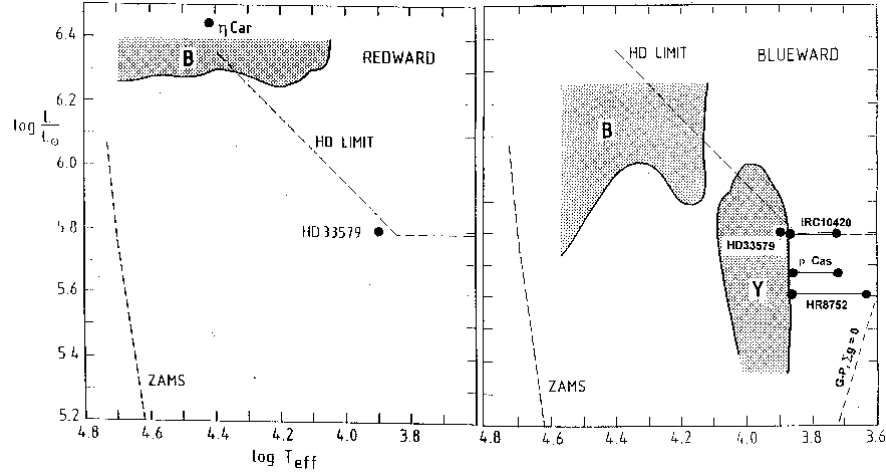


Figura 6.4: Regiones de inestabilidad en el diagrama HR. *Izquierda*: estrellas masivas evolucionando hacia el rojo, con masas elevadas y valores relativamente altos de g_{eff} . En este diagrama se ha dibujado la posición de HD 33579, que como se ha visto en la sección 6.2.1. no es un objeto post-RSG. *Derecha*: estrellas evolucionando hacia el azul tras la fase RGS en la que han perdido alrededor de la mitad de su masa inicial. La región marcada con **Y** corresponde al *vacío amarillo* (de Jager, 1998). En este diagrama se han dibujado algunas de las YHGs más representativas que se encuentran evolucionando hacia el azul.

6.2.2. El vacío amarillo

La presencia de una región de inestabilidad en las zonas superiores del diagrama HR, que afectaría a las estrellas masivas, se empezó a proponer a finales de los años cincuenta (Böhm-Vitese, 1958). Posteriormente Nieuwenhuijzen & de Jager (1995) hicieron un estudio detallado del valor de g_{eff} en las zonas superiores del diagrama HR. Encontraron una zona en la cual este valor se hacia muy bajo para T_{eff} entre 7000 K y 12500 K. Esta zona se llamó el *vacío amarillo*.

Según de Jager (1998), si se define la frontera del vacío amarillo como la región con $g_{eff} = 3 \text{ mm s}^{-2}$ está región se puede caracterizar por la siguientes propiedades

- En esta región tenemos un gradiente de densidad negativo. Esto puede verse mediante la ecuación de estado:

$$(6.3) \quad \frac{d \ln \rho}{dz} = \frac{d \ln \mu}{dz} + \frac{d \ln P}{dz} - \frac{d \ln T}{dz} ,$$

donde z es la profundidad geométrica, ρ la densidad, μ el peso molecular.

Debido al aumento de la ionización al crecer la temperatura estelar, el primer término, debido al peso molecular, se hace negativo para temperaturas efectivas en el rango 7000 – 13000 K. Por otro lado, si nos encontramos en equilibrio hidrostático, en las fotosferas frías el termino central es positivo, pero pequeño. De hecho, por la definición del vacío amarillo, $d \ln P / dz = \mu g_{eff} / \mathcal{R} T$ tiene un valor pequeño.

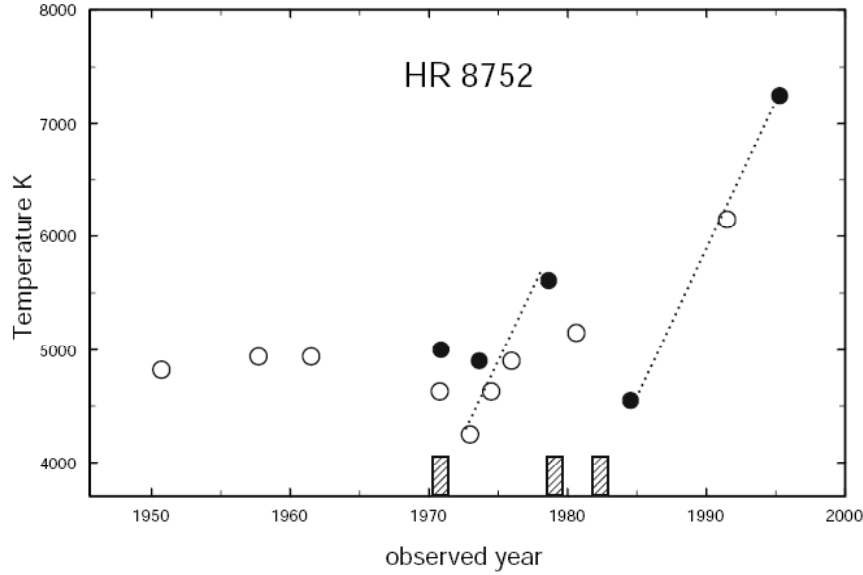


Figura 6.5: Variación de T_{eff} para HR 8752 desde 1960. Los periodos con una pérdida de masa elevada están marcados con rectángulos sobre la abscisa. Las líneas punteadas han sido dibujadas para resaltar los efectos del 'rebote' contra el vacío amarillo (de Jager, 1998).

- En esta región el punto sónico parece estar situado dentro de los niveles fotosféricos. Esto significa que cualquier movimiento acelerado hacia el exterior conllevará la eyección de material gas con velocidades supersónicas que aumentarán hacia el exterior.
- Todas las estrellas RSG y YHG parecen pulsar con velocidades supersónicas. Esto supone que si estas estrellas se encuentran dentro del vacío amarillo durante parte del ciclo de pulsación, la fotosfera se verá fuertemente acelerada hacia afuera. Como las aceleraciones debidas a la pulsación ocurren en escalas de tiempo menores, o como mucho iguales, al tiempo dinámico de la fotosfera, esto se traducirá en que la pérdida de masa aumentará considerablemente.

Esta zona de inestabilidad sólo aparece para estrellas evolucionadas en su tránsito hacia regiones más azules, como se puede ver en la Fig. 6.4.

6.2.3. Cruzando el vacío amarillo.

Se ha observado que los periodos con alta pérdida de masa en las YHGs llevan asociada una reducción de la temperatura efectiva de la estrella. Esto quiere decir que cuando la estrella se adentra en el vacío amarillo es “repelida” hacia regiones más frías. Al continuar con su evolución la estrella volverá a encontrarse con el vacío amarillo repitiendo el proceso.

Por ejemplo, para HR 8752 (Smoliński et al., 1989) se han encontrado varios periodos de pérdida de masa separados por decenas de años, asociados con un aumento de T_{eff} (Fig. 6.5).

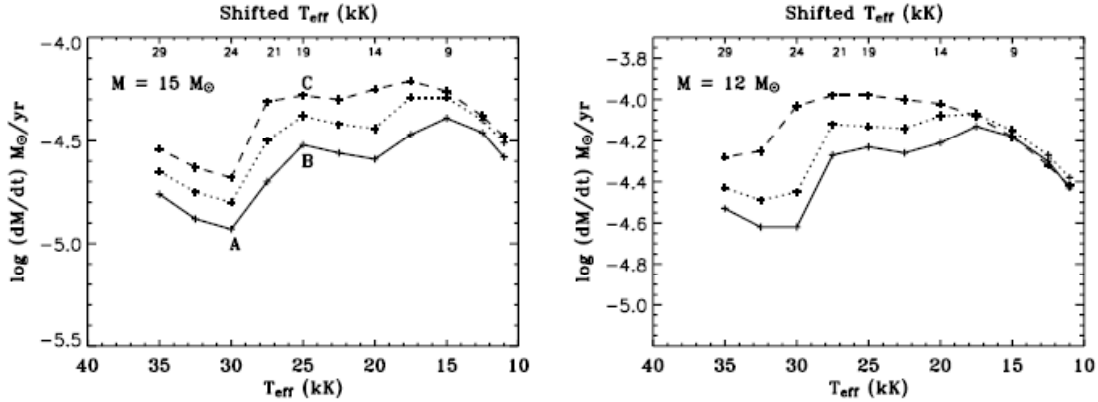


Figura 6.6: Resultados teóricos para la variación de la pérdida de masa con T_{eff} en estrellas muy masivas. Las diferentes líneas muestran los resultados para diferentes velocidades de expansión (Smith et al. 2004).

También para la YHG ρ Cas se han encontrado periodos intensos de pérdida de masa con una separación de ~ 50 yr (Lobel et al., 2003). Esto parece confirmar el rebote contra el vacío amarillo.

El descenso de la temperatura con la pérdida de masa parece estar asociado a la variación de la opacidad en los vientos estelares, más que a cambios reales en la estrella (Humphreys et al. 2002, Smith et al. 2004). Esto es, la estrella no se ve afectada por la pérdida de masa, sin embargo, su emisión se hace más roja debido a esta, lo cual la mueve aparentemente hacia regiones frías del diagrama HR. En la Fig. 6.6 podemos ver las variaciones de la temperatura efectiva con la pérdida de masa para diferentes masas iniciales y velocidades de expansión, siendo $\log(L/L_\odot) = 5.7$. Realmente el efecto del rebote contra el vacío amarillo solo afecta a la fotosfera, no así al centro de la estrella la cual sigue avanzando hacia temperaturas más azules. Humphreys et al. (2002) propusieron que en cierto momento IRC +10420 en vez de seguir rebotando contra el vacío amarillo perderá la fotosfera formada y aparecerá en el otro lado del vacío amarillo como una LBV.

Sin embargo Smith et al. (2004) proponen que las YHGs podrían evitar la fase LBV. En su estudio del *vacío LBV* (*LBV gap*), región de la *zona de biestabilidad* en la que no se encuentran LBVs (ver Fig. 6.7), descubrieron que las YHGs que crucen el vacío amarillo no aparecerán como LBVs ya que, para $\log(L/L_\odot) \sim 5.7$, al entrar en la zona de biestabilidad desarrollarán una pseudo-fotosfera con lo que su posición en el diagrama HR volverá a zonas más frías. Cuando una YHG cruce el vacío amarillo realmente, también deberá cruzar la zona de biestabilidad apareciendo en el lado caliente de la misma, donde se encuentran las estrellas Ofpe/WN9 y candidatas a LBV con nebulosas circunestelares en forma de anillo. Realmente las YHGs serían LBVs que se encuentran con otra zona de inestabilidad, el vacío amarillo, que evita que se sitúen en la región de biestabilidad de las LBVs.

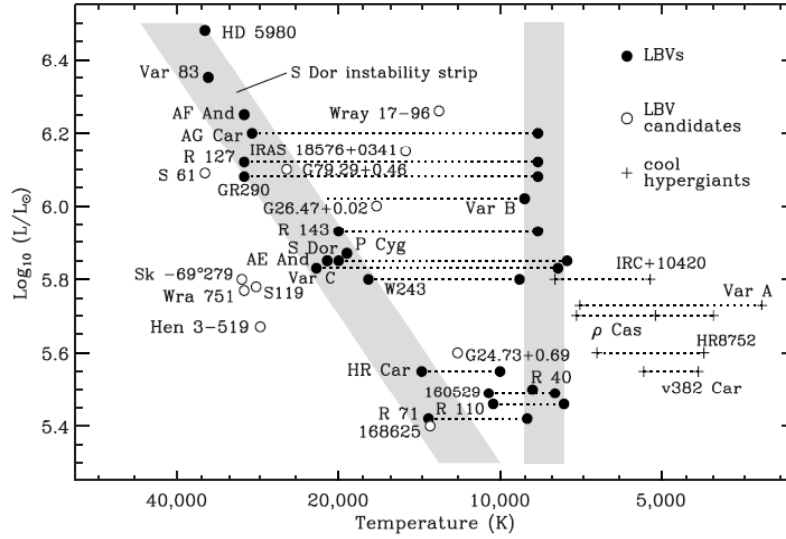


Figura 6.7: Diagrama HR para estrellas LBVs. Las zonas sombreadas muestran la región de biestabilidad donde estas estrellas se suelen encontrar. El vacío LBV puede verse en las zonas sombreadas para $5.6 \lesssim \log(L/L_\odot) \lesssim 5.8$ y $9000 \lesssim T(K) \lesssim 16000$ (Smith et al., 2004).

6.2.4. ¿Se convertirán estas estrellas en Supernovas?

A pesar de las fuertes pérdidas de masa predichas para las hipergigantes amarillas, es poco probable que al final de su evolución el núcleo de ^{56}Fe tenga una masa menor que la de Chandrasekar ($1.14M_\odot$). Este es el factor determinante para que una estrella explote como una Supernova de tipo II.

Jura et al. (2001) estudiaron las características de la envoltura alrededor de YHG AFGL 2343 comparándolas con la Supernova de Kepler. Encontraron que en el caso de que la estrella central explotase como una supernova, las asimetrías del gas molecular que la rodea daría lugar a asimetrías similares a las encontradas en la Supernova de Kepler. Por otra parte, una explosión asimétrica conllevaría que el pulsar formado se aceleraría hasta alcanzar una velocidad de 700 km s^{-1} , similar a la observada para los pulsares. También, sugieren que la presencia de una envoltura rica en polvo como la encontrada en AFGL 2343 podría explicar los ecos de eyecciones de rayos gamma, debidos al polvo, observados en las supernovas.

Siguiendo estas ideas, parece pues probable que las YHGs se conviertan en Supernovas de tipo II.

6.3. Envolturas circunestelares alrededor de las YHGs

A pesar de que se cree que estos objetos han perdido una importante cantidad de masa en el pasado, y de que en esta fase pueden sufrir episodios con violentas pérdidas de masa, es raro encontrar envolturas circunestelares muy masivas alrededor de estas estrellas. Debido a esto el estudio de las propiedades de las mismas es muy limitado.

En la Tabla 6.1 presentamos las únicas YHGs hasta ahora bien identificadas, ordenadas por su flujo infrarrojo a $60\mu\text{m}$. Recientemente se han encontrado en el cúmulo Westerlund 1 seis posibles YHGs (Clark et al. 2005), pero no se dispone de observaciones a $60\mu\text{m}$ para estos objetos. La emisión infrarroja a estas frecuencias es un buen trazador de la emisión del polvo y, en particular, suele utilizarse para derivar la masa total del material circunestelar alrededor de la estrella. Podemos ver que IRC +10420 y AFGL 2343 son las que más emisión infrarroja tienen, con una gran diferencia sobre el resto de YHGs. Nótese que la cantidad relevante es $F_{60\mu\text{m}}/D^2$. De hecho, hasta ahora sólo se han estudiado bien las CSEs alrededor de IRC +10420 y AFGL 2343. Recientes trabajos han intentado encontrar, mediante observaciones en el infrarrojo, componentes extensas alrededor de algunas YHGs, como ρ Cas o HR 5171 A, sin lograrlo (Schuster et al. 2006).

Una posible explicación de por qué solo IRC +10420 y AFGL 2343 presentan envolturas masivas es que ambas estén cruzando el vacío amarillo, como hemos visto en este mismo capítulo. Esto tendría dos efectos: una gran pérdida de masa al adentrarse profundamente en la región de inestabilidad, y que la estrella envuelta en esa gran masa se mantuviera aparentemente en regiones más rojas del diagrama HR que el límite frío del vacío amarillo. Por otro lado, el resto de YHGs no habrían llegado a penetrar profundamente en el vacío amarillo y las pérdidas de masa globales no serían importantes. Como hemos visto, se han observado periodos de pérdida de masa para HR 8752 y ρ Cas. A pesar de que en estos periodos la tasa de pérdida de masa es elevada, la duración de los mismo es corta, de tal modo que la masa total expulsada es baja.

Fuente	Otro nombre	$F_{60\mu\text{m}}(\text{Jy})$	$D(\text{kpc})$
IRC +10420	-	718	5.0
AFGL 2343	HD 179821	516	5.6
HD 119796	HR 5171 A	127	3.6
HD 212466	RW Cep	27.4	0.8
HD 80077	-	3.74	1.25
HD 96918	V382 Car	1.10	1.8
HD 224014	ρ Cas	0.912	3.6
HD 74180	HR 3445	0.717	0.95
HD 223385	6 Cas	0.517	5
HD 217476	HR 8751	0.463	6.7

Tabla 6.1: Flujo infrarrojo a $60\mu\text{m}$ para las YHGs. Esta longitud de onda, que traza la emisión del polvo, es adecuada para estimar la masa total del medio circunestelar de una fuente. Nótese que la tercera más intensa, lo es sensiblemente menos que AFGL 2343 e IRC +10420.

En el caso de la envoltura circunestelar alrededor de IRC+10420 las imágenes infrarrojas y el análisis de la distribución espectral de energía (SED) muestran la existencia de una gran cantidad de material circunestelar en regiones alejadas menos de $1''$ de la estrella (Lipman et al. 2000; Blöcker et al. 1999; Oudmaijer et al. 1996). Teyssier et al. (2006) llegaron a un resultado similar, a tenor de las altas intensidades obtenidas para las líneas de alta excitación de CO en esta fuente. Tanto en el caso de la SED como para las observaciones de CO llevadas a cabo por Teyssier et al. (2006) se encontró una componente caliente, por lo tanto, que se asocia con zonas internas. Las imágenes obtenidas por Lipman et al. (2000) muestran una cobertura del plano (u, v) muy pobre (Fig. 6.8). A pesar de que podemos ver en esta figura unas líneas de base de $B/\lambda = 7 \text{ arcsec}^{-1}$, la única visibilidad correspondiente a estas distancias tiene un error relativo del 200 %. Por otro lado, las visibilidades con un error pequeño ($< 8\%$) trazan regiones mayores de $0''.5$, y a su vez han cubierto mejor la zona del plano (u, v) correspondiente a las líneas de base B/λ entre 0.7 y 1.72 arcsec^{-1} . Si se hubiera formado una imagen con estos datos, cualquier elección de peso (ver capítulo 3) hubiera resultado en una imagen con una resolución demasiado grande como para poder situar el polvo a distancias angulares menores de $0''.12$. De hecho, imágenes obtenidas con el HST muestran que la emisión en las regiones internas presenta un mínimo. Por tanto, la masa en la zona interna sería menor de la esperada, lo que sugiere un descenso de la pérdida de masa en los últimos ~ 1000 años (Humphreys et al. 1997). Esto está de acuerdo con los mapas interferométricos de SiO obtenidos por Castro-Carrizo et al. (2001) que muestran una corteza esférica alrededor de esta estrella con un tamaño de $5''$ y un radio interno de $\sim 1''.5$. Esta envoltura también ha sido observada en emisión máser de la molécula de OH (Reid et al. 1979).

AFGL 2343 está peor estudiada que IRC+10420. Como hemos visto, incluso la naturaleza de la fuente está aún en entredicho. Su envoltura ha sido cartografiada en el infrarrojo (Hawkins et al. 1995, Jura & Werner, 1999). Estos mapas muestran claramente una corteza esférica con unos $5''$ de tamaño. Esta corteza esférica también ha sido observada en imágenes de luz reflejada en el polvo (Gledhill et al. 2001a, Likkel 1989) y mapas de OH (Gledhill et al. 2001b) y en emisión molecular de CO (Jura et al. 2001). A pesar de la esfericidad mostrada por la envoltura de esta fuente, en los mapas de OH aparecen algunas peculiaridades que parecen sugerir que en las zonas interiores de esta envoltura podría haber un chorro propagándose. Jura et al. (2001) extrapolaron las características de esta envoltura al caso de una explosión de supernova isótropa, encontrando que las pequeñas asimetrías que se observan en la emisión de CO $J=1-0$ pueden provocar las asimetrías observadas en remanentes de supernova, como la supernova de Kepler, a la vez que explicarían la rápida velocidad sistémica encontrada para los pulsares.

Como hemos visto, las observaciones obtenidas hasta ahora de estas envolturas circunestelares muestran que las mismas son fundamentalmente esféricas. Esto indica que la pérdida de masa ha sido isotrópica (Fig. 6.9)

Como veremos en el capítulo siguiente, hemos encontrado que la pérdida de masa en estos objetos es compatible con una pérdida debida a la presión de radiación actuando sobre

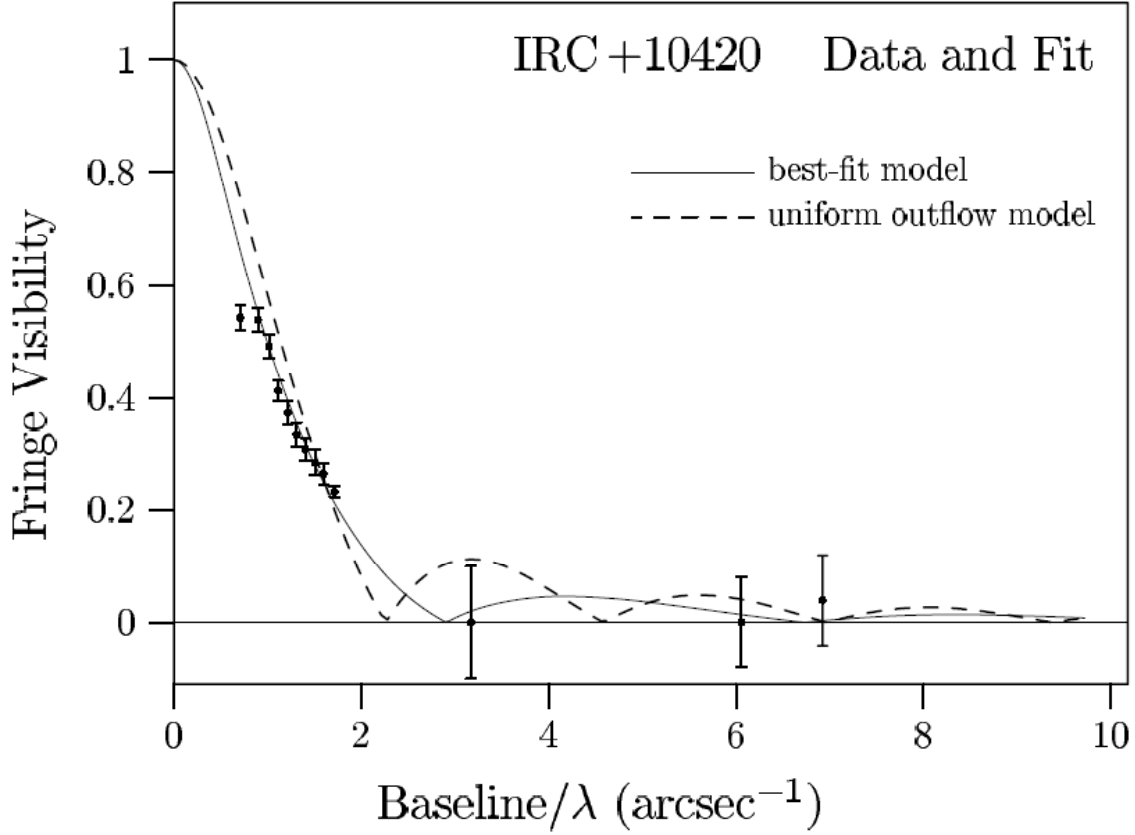


Figura 6.8: Ajuste en el plano (u, v) de las visibilidades obtenidas para la emisión IR del polvo de IRC +10420, con un interferómetro de dos antenas para líneas de base de entre 2 y 14 metros (Lipman et al. 2001).

los granos. Esto hace pensar que la cinemática y la termodinámica son similares a las de las envolturas AGBs. Como vimos en el capítulo 4, podemos describir la temperatura como:

$$(6.4) \quad \frac{r}{T} \frac{dT}{dr} = -4/3(1 + \epsilon/2) + \frac{8\pi r^3}{3kTM} m(H - C) \quad .$$

Podremos, por tanto, utilizar la aproximación que presentamos en ese mismo capítulo

$$(6.5) \quad T(r) = T_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-\alpha t} + T_{min} \quad ,$$

para describir la variación de temperatura a lo largo de la envoltura.

Del mismo modo, podemos asumir que la velocidad de expansión tiende a hacerse constante a medida que nos alejamos de la estrella, debido a que tanto la presión de radiación

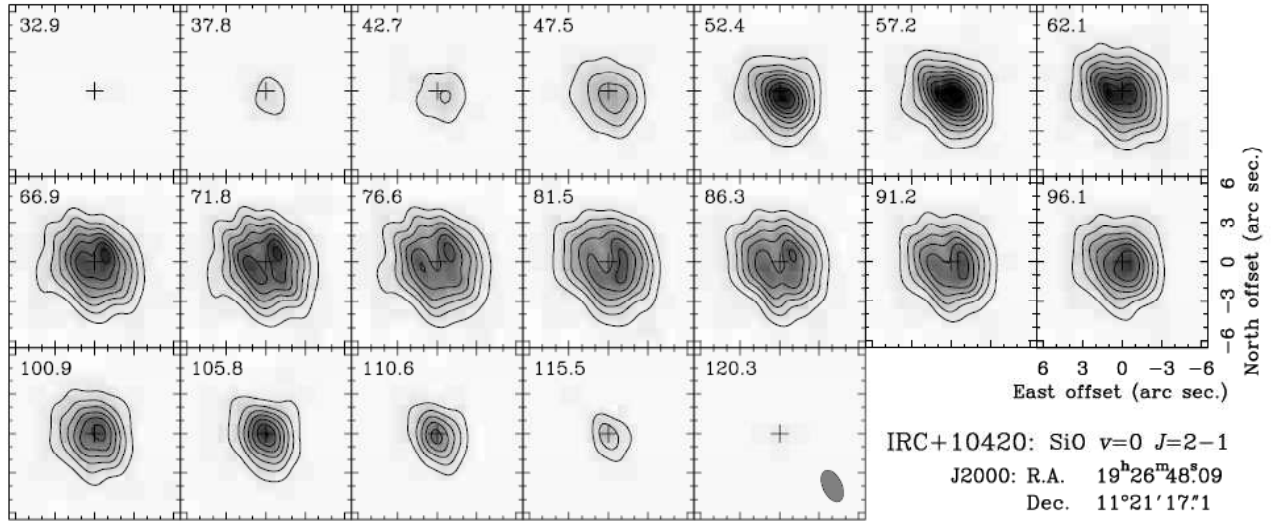


Figura 6.9: Emisión de una corteza esférica de SiO alrededor de IRC+10420 (Castro-Carrizo et al., 2001). La distribución de brillo es compatible con la simetría esférica, teniendo en cuenta la forma del haz del telescopio (ver el último panel).

sobre los granos como la gravedad se hacen más débiles, y podemos definir la densidad en un punto r de la envoltura circunestelar como:

$$(6.6) \quad n(r) = \frac{\dot{M}}{4\pi r^2 v m} .$$

Dada la alta luminosidad de estas estrellas podemos esperar que tengan velocidades de expansión muy altas, lo cual tiene como consecuencia directa la anchura de los perfiles, y altas pérdidas de masa. A su vez, esto conllevará que la extensión de estas fuentes será mayor que la encontrada para estrellas AGB, de acuerdo con los cálculos de Mamon et al. (1988) de los radios de fotodisociación, como se puede ver en la Fig. 4.5.

En cierto modo podríamos decir que las YHGs son la contrapartida masiva de las estrellas post-AGB.

Podemos también investigar la velocidad de expansión del gas circunestelar en estos objetos, suponiendo que los procesos que generan la pérdida de masa son, como hemos visto, similares a los de las AGB. Vimos en el capítulo 4 que la velocidad característica de expansión terminal de la envoltura circunestelar es proporcional a:

$$(6.7) \quad v \propto \sqrt{\frac{L}{r_o}}$$

Por otro lado, al ser estas estrellas más luminosas, la zona de formación de granos

($T_k \sim 1000$ K) se encontrará más lejos de la estrella. Se puede encontrar una aproximación muy simple a la variación de el radio de formación de granos con la luminosidad si asumimos que tenemos una atmósfera gris (τ no depende de la frecuencia) y que los granos se encuentran en equilibrio radiativo. Bajo estas suposiciones tenemos que el producto $r_\star^2 T_\star^4 \simeq r^2 T^4$ se conserva. Bajo esta hipótesis, la variación del punto de formación de granos de un objeto a otro se puede estimar como $r_o \propto \sqrt{L}$. Si introducimos esto en la ecuación 6.7 obtenemos que, cuando comparamos diferentes tipos de objetos, la variación en la velocidad de expansión se comporta del siguiente modo:

$$(6.8) \quad v \propto \sqrt[4]{L}$$

De este modo, ya que tenemos que $L_{YHG} \sim 10^2 L_{AGB}$ y la velocidad expansión promedio de las estrellas AGB es de $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$, podemos esperar que las YHGs tengan una velocidad de expansión de $\sim 30 \text{ km s}^{-1}$. Nótese que en esta aproximación hemos supuesto que el producto de la sección eficaz geométrica de los granos con la eficacia promediada de la transferencia de momento de los fotones a los granos de polvo ($Q \sigma_p$) para las estrellas hipergigantes amarillas es similar a la encontrada para las estrellas AGB, lo que no está demostrado, por lo que la relación derivada es solo una primera aproximación.

Por otra parte, normalmente se encuentra que las estrellas masivas muestran envolturas circunestelares ricas en oxígeno. Además se han observado máseres de OH para ambas YHGs (Likkell 1989; Reid et al. 1979). Esto parece indicar que ambas YHGs presentarán una química rica en oxígeno. El estudio de la química de las envolturas circunestelares de estas estrellas se presentará en el capítulo 8.

Capítulo 7

Distribución del material molecular en IRC +10420 y AFGL 2343

Ya hemos visto que sólo se han detectado envolturas circunestelares masivas alrededor de dos YHG, IRC +10420 y AFGL 2343. Con el fin de estudiar la estructura y la cinemática de las envolturas alrededor de estos objetos realizamos observaciones interferométricas de CO con alta resolución espacial. Estas observaciones fueron complementadas con observaciones de antena única para recuperar el flujo perdido y la componente más extensa de la emisión.

Estas envolturas circunestelares son predominantemente esféricas, y presentan en ambos casos un mínimo de emisión en la parte central de la envoltura, lo cual es compatible con una corteza esférica. En el caso de IRC +10420 las zonas externas de la envoltura presentan un menor grado de simetría.

Ya que las envolturas alrededor de IRC +10420 y AFGL 2343 son fundamentalmente esféricas, hicimos un promedio azimutal de los mapas obtenidos para convertirlos en datos en una dimensión, r . Posteriormente, utilizamos modelos de excitación molecular para ajustar estos datos.

Determinamos aquí que la pérdida de masa no ha sido constante en estos objetos, sino que ha presentado fuertes variaciones. Para tratar estas variaciones discretizamos la pérdida de masa en capas con una tasa de pérdida de masa constante cada una, incluyendo el número mínimo de estas capas que fuese capaz de ajustar las observaciones. Las tasas de pérdida de masa que se han encontrado son altas ($\sim 10^{-4}$ – $10^{-3} \dot{M}$) comparadas con las que se encuentran en estrellas AGB (véase, por ejemplo, Teyssier et al. 2006), siendo, por otra parte, prácticamente despreciables en la actualidad.

También la velocidades de expansión de estas envolturas son altas comparadas con objetos menos masivos ($\sim 35 \text{ km s}^{-1}$). A pesar de ello, el momento lineal que presentan estas envolturas es compatible con una pérdida de masa debida a la presión de radiación. Los tiempos dinámicos obtenidos para la formación de cada capa es del orden de ~ 1000 años, durando el proceso de formación de la envoltura ~ 6000 años en el caso de IRC +10420

y 4500 años para AFGL 2343.

Hemos encontrado que las envolturas alrededor de ambos objetos son similares. Sin embargo IRC +10420 presenta una envoltura algo más caliente y menos densa que la de AFGL 2343. Las variaciones encontradas en la pérdida de masa para estos objetos puede estar relacionada con la evolución de las mismas, en particular con que estas fuentes estén atravesando el *vacío amarillo*.

Arcsecond-resolution ^{12}CO mapping of the yellow hypergiants IRC +10420 and AFGL 2343^{*}

A. Castro-Carrizo¹, G. Quintana-Lacaci², V. Bujarrabal², R. Neri¹, and J. Alcolea³

¹ Institut de RadioAstronomie Millimétrique, 300 rue de la Piscine, 38406 Saint-Martin-d'Hères, France
 e-mail: [ccarrizo;neri]@iram.fr

² Observatorio Astronómico Nacional (IGN), Apdo. 112, 28803 Alcalá de Henares, Spain
 e-mail: [g.quintana;v.bujarrabal]@oan.es

³ Observatorio Astronómico Nacional (IGN), c/ Alfonso XII nº 13, 28014 Madrid, Spain
 e-mail: j.alcolea@oan.es

Received 3 August 2006 / Accepted 16 December 2006

ABSTRACT

Context. IRC +10420 and AFGL 2343 are the unique, known yellow hypergiants (YHGs) presenting a heavy circumstellar envelope (CSE).

Aims. We aim to study the morphology, exceptional kinematics, and excitation conditions of their CSEs, and the implications for mass-loss processes.

Methods. We have mapped the ^{12}CO $J = 2-1$ and $1-0$ emission in these YHGs with the IRAM Plateau de Bure interferometer and the 30 m telescope. We developed LVG models in order to analyze their circumstellar characteristics.

Results. The maps show that the overall shape of both CSEs is approximately spherical, although they also reveal several aspherical features. The CSE around IRC +10420 shows a rounded extended halo surrounding a bright inner region, with both components presenting aspherical characteristics. It presents a brightness minimum at the center. The envelope around AFGL 2343 is a detached shell, showing spherical symmetry and clumpiness at a level of $\sim 15\%$ of the maximum brightness. The envelopes expand isotropically at $\sim 35 \text{ km s}^{-1}$, about two or three times faster than typical CSEs around AGB stars. High temperatures ($\sim 200 \text{ K}$) are derived for the innermost regions in IRC +10420, while denser and cooler ($\sim 30 \text{ K}$) gas is found in AFGL 2343.

Conclusions. The mass-loss processes in these YHGs have been found to be similar. The deduced mass-loss rates ($\sim 10^{-4}$ – $10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) are much higher than those obtained in AGB stars, and they present significant variations on time scales of $\sim 1000 \text{ yr}$.

Key words. stars: circumstellar matter – stars: mass-loss – radio lines: stars – stars: individual: IRC +10420 – stars: individual: AFGL 2343

1. Introduction

Yellow hypergiants (YHGs) are among the most luminous and massive stars (see, as general references, de Jager 1998; Jones et al. 1993; and Humphreys 1991). They are thought to have luminosities in the range $5.3 \leq \log L(L_{\odot}) \leq 5.9$ and initial masses higher than $\sim 20 M_{\odot}$. These objects are post-red supergiants that are undergoing a poorly known, but likely complex evolution. Some theories propose that some YHGs may evolve redwards in the future; but the stellar temperature is rapidly increasing in at least a few of them. For instance, the spectral type of the hypergiant IRC +10420 has changed from F8Ia to A5Ia in just 20 yr (Klochova et al. 1997).

It is thought that during the red and yellow phases, these heavy stars eject as much as one half of their initial mass (e.g. Maeder & Meynet 1988; de Jager 1998). This mass loss should then be determinant in their subsequent evolution, eventually leading to a supernova explosion. However, most of the well studied YHGs only show faint traces of circumstellar material. Massive circumstellar envelopes have been detected in molecular line emission, dust-scattered light, and IR emission, only

around IRC +10420 (=IRAS 19244+1115) and AFGL 2343 (=IRAS 19114+0002 = HD179821); see Hawkins et al. (1995), Meixner et al. (1999), Bujarrabal et al. (1992, 2001), Neri et al. (1998), and Castro-Carrizo et al. (2001a). From ^{13}CO mm-wave single-dish data, Bujarrabal et al. (2001) and Castro-Carrizo et al. (2001a) measured very high circumstellar masses, of a few M_{\odot} (assuming distances compatible with the high mass and luminosity expected in YHGs). CO lines also reveal quite high expansion velocities, $\sim 35 \text{ km s}^{-1}$. Taking into account that the ejection time is expected to be $< 10^4 \text{ yr}$, the mass-loss rate at which such molecular shells were formed must be extremely high, $\sim 10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. Other properties of these molecular shells, like their shape and chemical composition, have not been studied very closely. We do not know if such massive ejections occur in most YHGs, during discrete events (or at least in strongly variable processes), or whether they just appear in some objects. Therefore, we cannot assess yet, from an observational point of view, to what extent mass ejection plays a major role in the evolution of YHGs as a whole, and not only in a few objects, which could be following a rather different (and perhaps faster) evolution.

The structure of the envelopes around IRC +10420 and AFGL 2343 is not well known yet. Accurate maps of the IR continuum from AFGL 2343 (Hawkins et al. 1995;

^{*} Based on observations carried out with the IRAM Plateau de Bure Interferometer. IRAM is supported by INSU/CNRS (France), MPG (Germany), and IGN (Spain).

Jura & Werner 1999) show a clearly detached shell about $5''$ in size. The detached shell is also conspicuous in images of polarized dust-scattered light (Gledhill et al. 2001a). Claussen (1993) and Gledhill et al. (2001b) mapped the OH maser emission in this source, finding a large number of spots distributed over a shell that is very similar to the one found in the IR.

The information obtained on the structure of the envelope around IRC +10420 is, however, controversial. From IR imaging and SED analysis, it has been concluded that a large amount of material exists at angular distances smaller than $1''$ from the star (Lipman et al. 2000; Blöcker et al. 1999; Oudmaijer et al. 1996). A similar result was deduced by Teyssier et al. (2006) from the relatively intense CO emission in high- J transitions. However, HST imaging reveals that the amount of mass in regions closer than $\sim 1-2''$ – though not negligible – is smaller than expected, suggesting a decrease in the mass-loss rate in the last ~ 1000 yr (Humphreys et al. 1997). This is consistent with observations in thermal SiO emission (Castro-Carrizo et al. 2001a) that show a shell of $\sim 5''$ in size and $\sim 1.5''$ in inner radius.

This paper presents a study of the envelopes around IRC +10420 and AFGL 2343. We have mapped their emission in the $^{12}\text{CO } J = 2-1$ and $1-0$ lines with spatial resolutions $\sim 1''$. Models of molecular line emission have been developed to disentangle the mass ejection history of these objects. As we will see from our analysis with an LVG code, ^{12}CO emission is well-suited to measuring the mass of the different circumstellar components and, therefore, the rates of the mass-loss events that gave rise to them.

Because of the warm photosphere, the presence of a circumstellar envelope and the bluewards evolution, IRC +10420 and AFGL 2343 have sometimes been associated with or classified as post-AGB stars; see discussions by e.g. Josselin & Lèbre (2001), Reddy & Hrivnak (1999), and Kastner & Weintraub (1995). In fact, even assuming very high initial masses, if the stellar temperature of an object like IRC +10420 continues increasing, the surrounding shell will soon be ionized by the stellar radiation and become a planetary nebula with an extremely high luminosity. This discussion probably persists because the distance, mainly for AFGL 2343, is poorly known. From Hipparcos parallax measurements, the distance to AFGL 2343 is ~ 5.6 kpc; the poor quality of these data led Josselin & Lèbre (2001) to propose that this object could be a “normal” PPN at a shorter distance. The distance to IRC +10420 has been carefully studied (see de Jager 1998; Jones et al. 1993), however, and we assume it to be ~ 5 kpc.

We will assume in this paper that IRC +10420 and AFGL 2343 are both hypergiants and therefore the mentioned distances apply. As we will see, our molecular data tend to confirm this hypothesis, since the properties deduced from the lines in these objects are quite similar among them and significantly different from those of PPNe and CSEs of AGB stars.

2. Observations and imaging of $^{12}\text{CO } J = 2-1$ and $1-0$

We have mapped the emission of the transitions $^{12}\text{CO } J = 1-0$ and $J = 2-1$ in the yellow hypergiants (YHGs) AFGL 2343 and IRC +10420. Observations were performed with the Plateau de Bure interferometer. Data were also obtained with the 30 m telescope in order to recover the flux filtered out by the array.

2.1. Observations with the Plateau de Bure interferometer

We observed the emission of the rotational transitions of $^{12}\text{CO } J = 2-1$ at 1.3 mm (230.538 GHz) and $J = 1-0$ at 2.6 mm (115.2712 GHz) in IRC +10420 and AFGL 2343 with the IRAM interferometer at Plateau de Bure (PdB, France). The interferometer consists of 6 antennas of 15 m in diameter with dual-band SIS heterodyne receivers. Observations of both sources were carried out in the so-called track-sharing mode by observing the two sources in one track in configurations 6Cp (in March 2002) and 6Dp (in March 2003); projected baselines ranged from 16 m to 196 m. IRC +10420 was observed at the position coordinates (J2000) $19^{\text{h}}26^{\text{m}}48^{\text{s}}.10$, $+11^{\circ}21'17''.0$, and AFGL 2343 at $19^{\text{h}}13^{\text{m}}58^{\text{s}}.60$, $+00^{\circ}07'32''.00$. 3C 273 and MWC 349 were observed to calibrate the absolute flux, 1923+210, 1749+096, and 1741-038 to calibrate visibility phases and amplitudes. The accuracy of the flux calibration is within 10% at 3 mm and 20% at 1 mm. The calibration and data analysis were performed in the standard way using the GILDAS¹ software package.

No continuum emission was detected in AFGL 2343, neither at the frequency of CO $J = 1-0$ nor at that of $J = 2-1$ above a noise (rms) level of 0.6 and 0.8 mJy beam⁻¹, respectively. For IRC +10420, however, marginally resolved, continuum emission was detected at 2.6 mm at a level of 8.5 mJy beam⁻¹ ($14 \times$ rms, the integrated flux being 12 mJy) and at 1.3 mm at a level of 13 mJy beam⁻¹ ($17 \times$ rms, the integrated flux equal to 26 mJy). These values were obtained by averaging all the channels with no line emission, up to a total bandwidth of 0.5 GHz at 3 mm and 1 GHz at 1 mm.

Finally, in order to verify the good quality of the calibration, it was checked that no elongation or halo exist around the calibrators mapped from the data of each track. Therefore, it is not expected to have any spurious contribution from the calibration above the dynamic range.

2.2. Merging with short-spacing 30 m-telescope data

We performed on-the-fly (OTF) observations of the $^{12}\text{CO } J = 2-1$ and $1-0$ emission in IRC +10420 with the 30 m IRAM telescope located at Pico Veleta (PV, Spain). We aimed at recovering the short-spacing data filtered out by the interferometer, i.e. with uv -radii smaller than 15 m. The observations were carried out in May 2005, on two consecutive days. In order to verify the calibration of our observations, line profiles at the center of IRC +10420 and of the CO-bright post-AGB star CRL 2688 were obtained on both days. It is worth noting that the 3mm and 1mm profiles were found to be, respectively, 6% and 9% stronger than those in Bujarrabal et al. (2001, hereafter B01). The OTF data were analyzed with the CLASS software package and merged to the PdB visibilities. A field of $80''$ containing the whole circumstellar emission was mapped. In Fig. 1, CO $J = 2-1$ short-spacing and interferometric visibilities of IRC +10420 are plotted. By comparison, the flux obtained when pointing with the 30 m telescope at the nebular center is shown, indicating the need to map a larger field to recover the flux from the outermost parts of the nebula. The fitting of the amplitudes of the short-spacing and the interferometric visibilities is satisfactory at the uv -plane interface (at uv -radius = 15 m) from the original data sets, so no additional calibration factors were applied. The profile with the total CO $J = 2-1$ flux emitted by

¹ See <http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS> for more information about the GILDAS software.

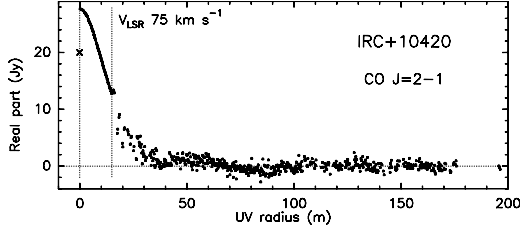


Fig. 1. ^{12}CO $J = 2-1$ visibilities (their real part vs. uv -radius) obtained for IRC +10420, at the LSR velocity of 75 km s^{-1} . A dotted vertical line at a uv -radius of 15 m separates the PdB data from the 30 m OTF observations. The flux collected in the beam of the 30 m telescope towards the center of IRC +10420 is shown at the zero-spacing, at uv -radius = 0 (marked with a cross).

IRC +10420 is shown in Fig. 8. (For CO $J = 1-0$ the total flux is shown in the profiles published by B01.)

The percentage of flux lost in the interferometric observations of AFGL 2343 is $\sim 30-40\%$, as deduced by comparison with the profiles obtained at PV (B01). When adding the zero-spacing B01 data to the PdB visibilities, the size of AFGL 2343 is found to be very similar at both frequencies and slightly smaller (but close) than the PV beam (at half power) at 1 mm. This, and the comparison with the same analysis made for IRC +10420, leads us to conclude that the amount of flux lost in the PV profiles of AFGL 2343 (from B01) is probably quite small at 1 mm, if there is any at all. Therefore, in order to recover the flux filtered out by the interferometer, we just added the strict zero-spacing data published by B01 to the PdB visibilities. For consistency with the flux calibration adopted from the OTF IRC +10420 observations, the flux of the CO $J = 1-0$ and $2-1$ PV profiles of AFGL 2343 have been increased by 6% and 9%, respectively.

The maps of CO $J = 2-1$ and $1-0$ from merging PV and PdB data are shown, respectively, in Figs. 2 and 3 for IRC +10420, and in Figs. 4 and 5 for AFGL 2343. The conversion factors from flux units to main-beam brightness temperature (T_{mb}) units are, at 1.3 mm and 2.6 mm respectively, 12.0 K per Jy beam $^{-1}$ and 11.2 K per Jy beam $^{-1}$ for the IRC +10420 maps, and 11.0 K per Jy beam $^{-1}$ and 10.1 K per Jy beam $^{-1}$ for the AFGL 2343 maps. We re-sampled the velocity channels to a final velocity resolution of 5 km s^{-1} for both transitions.

3. Analysis of the ^{12}CO mapping; aspherical components

The main common property of the ^{12}CO line profiles in both YHGs, IRC +10420 and AFGL 2343, is their large width, i.e. their CSEs are expanding at high velocities with respect to CSEs of typical AGB stars, $\sim 10-15 \text{ km s}^{-1}$ (see e.g. Loup et al. 1993; and Ramstedt et al. 2006). The CO maps in Figs. 2–5 show that the envelopes of both YHGs are approximately spherical, so their circumstellar mass was ejected more or less isotropically; this is assumed in the modeling and discussed in Sect. 4. There are, however, some remarkable deviations from sphericity in the maps of both sources, which we analyze in more detail in the following sections.

3.1. IRC +10420

The CO maps in Figs. 2 and 3 show brightness distributions that are not completely circularly symmetric. First, the northern part of the envelope is considerably brighter than the southern regions, as can be seen in the central channels of the maps. Note that the southern less-bright region is very wide. To our knowledge, no aspherical structure as extended as this has been observed in the brightness distribution of AGB CSEs so far and have not been predicted by mass-loss models. Note that IRC +10420 is not an AGB star and that, for instance, the expansion velocity of its CSE ($\sim 35 \text{ km s}^{-1}$) is much higher than for typical AGB stars.

Second, at velocities between 60 and 75 km s^{-1} , a bright component, which is elongated along an axis of PA $\sim -115^\circ$ (see Fig. 6), is visible in the brightness distributions at 3 and 1 mm. This elongation is possibly linked to the presence of a bipolar outflow, expanding along an axis close to the sky plane. There is no clear counterpart to this feature at red-shifted velocities, although a certain brightness increase is perceived close to the star in the northeastern direction at $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$.

Third, in the innermost regions of the CO $J = 2-1$ maps, in channels with LSR velocities from 70 km s^{-1} to 95 km s^{-1} , we see two bright clumps located along an axis at PA $\sim 72^\circ$. They leave a relative brightness minimum at the CSE center, which suggests that there is a minimum in the mass distribution at the nebula center (see Sect. 4). The comparison of the position and shape of these bright knots with the synthetic beam suggests that a disk-like distribution may be embedded in the innermost shell. The knots do not seem to be due to the convolution of a shell distribution with the elongated synthetic beam since they are not aligned with it. In Fig. 7 we have plotted a position-velocity diagram along the axis at PA 72° , passing through both clumps. A symmetrical pattern is observed for the two brightest features found in this diagram, which are separated up to $0''.4$ from the center in opposite directions. Compatible features are observed for the same position-velocity diagram in CO $J = 1-0$ maps. Given their high relative velocities (with respect to the systemic velocity, V_*), we cannot propose Keplerian rotation for this innermost gas, since this would require too high a central mass ($\sim 1000 M_\odot$). An expanding disk (or torus) embedded in the innermost shell or/and some oblateness in the CSE could explain such a structure and seem a more reasonable explanation.

Finally, we investigated the asymmetry observed in the CO profiles (see Fig. 8). The extra emission responsible for the non-centered profile peak does not result from the bright elongation observed between $60-70 \text{ km s}^{-1}$ (see Fig. 6), but it comes from the whole CSE. This asymmetry seems to come from a lack of emission at velocities higher than 70 km s^{-1} , mainly from the westernmost (W-labeled) hemisphere (see Fig. 8).

3.2. AFGL 2343

The CO maps in AFGL 2343 (Figs. 4 and 5) present a shell-like brightness distribution that is quite uniform for a given radius. The central velocity maps at 1 mm, however, show the presence of clumpiness. Clumps were also observed, e.g., in the detached shells around the AGB stars S Sct and TT Cyg (Olofsson et al. 1992, 2000). Several reasons have been brought up to explain clumpiness in CSEs of AGB stars (i.e. Woitke et al. 2000; Schirrmacher et al. 2003; Socker 2002; Bergman et al. 1993), although they have not yet been parametrized into mass-loss models to reproduce observations.

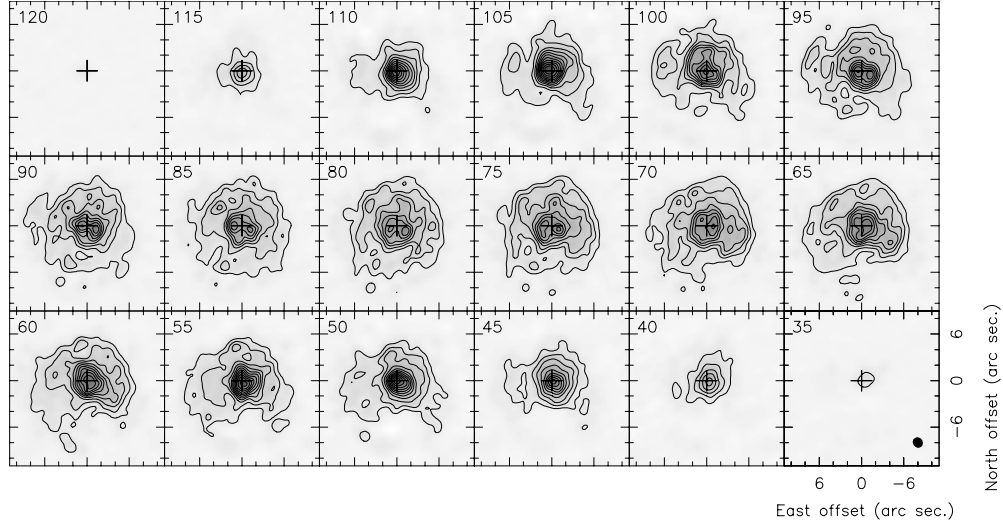


Fig. 2. Combined PdBI + 30m-telescope channel maps of the $^{12}\text{CO } J = 2-1$ emission in IRC +10420 (J2000 central coordinates: $19^{\text{h}}26^{\text{m}}48^{\text{s}}.10$, $+11^{\circ}21'17''.0$). LSR velocities (in km s^{-1}) are indicated in the upper left corner of each box. The first contour and level step are at $11 \times \sigma = 0.14 \text{ Jy/beam}$. There are no negative contours at -0.14 Jy/beam . The CLEANed beam (at half-power level), of size $1''.5 \times 1''.3$ (FWHM) and position angle (PA) 120° , is drawn in the bottom right corner of the last panel.

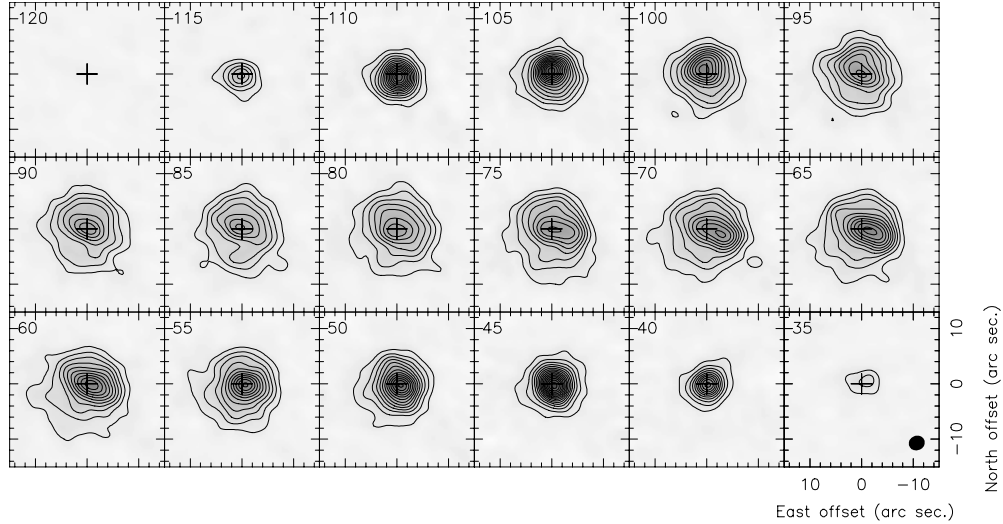


Fig. 3. Combined PdBI + 30 m-telescope channel maps of the $^{12}\text{CO } J = 1-0$ emission in IRC +10420 (same central coordinates as in Fig. 2). LSR velocities (in km s^{-1}) are indicated in the upper left corner of each box. The first contour and level step are at $5 \times \sigma = 0.05 \text{ Jy/beam}$. There are no negative contours at -0.05 Jy/beam . The CLEANed beam (at half-power level), of size $3''.1 \times 2''.6$ (FWHM) and PA 77° , is drawn in the bottom right corner of the last panel.

In addition to the clumps, although perhaps related to them, there is an increase in the brightness distribution for both transitions in the upper part of the shell (see Fig. 5). By convolving the 1 mm maps with the synthetic beam obtained at 3 mm, we obtain $\text{CO } J = 2-1$ maps that are very compatible with those observed in $\text{CO } J = 1-0$.

Finally, at the lowest-intensity contours, a marginal elongation is detected in the $\text{CO } J = 1-0$ maps in the southeast direction. A wider dynamic range and perhaps proper short-spacing observations would allow this to be confirmed.

4. Nebula emission model

We used a radiative transfer code to model the $\text{CO } J = 2-1$ and $1-0$ emission of the two YHGs: AFGL 2343 and IRC +10420. High- J CO transitions (from Teyssier et al. 2006) were also taken into account in the modeling of IRC +10420. In view of the more or less spherical, though not always very regular, shapes of the CO emission distributions, we assumed spherical symmetry and isotropic expansion. Line excitation and level populations are calculated using a standard LVG approach. Radiative excitation considers the IR emission by the star and the

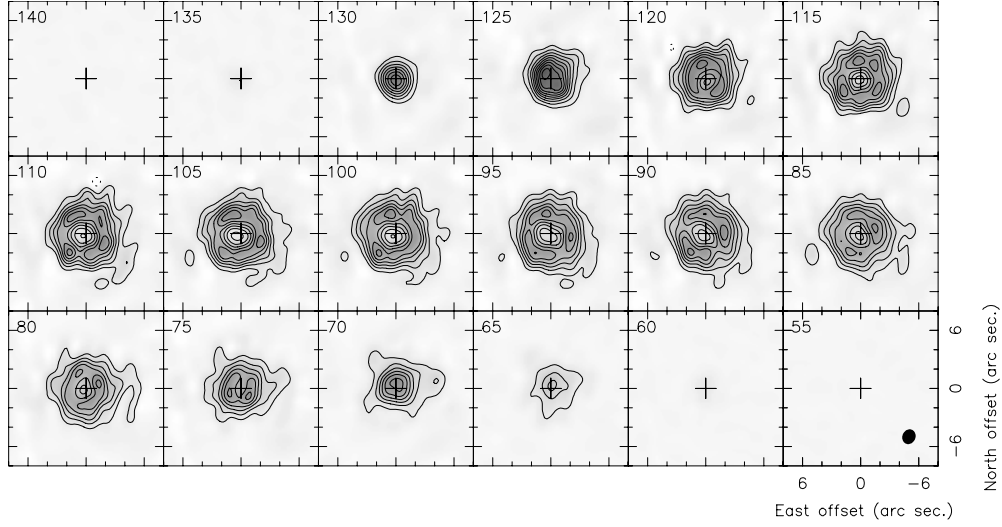


Fig. 4. PdBI (+ zero-spacing) maps of the $^{12}\text{CO } J = 2-1$ emission in AFGL 2343 (J2000 central coordinates: $19^{\text{h}}13^{\text{m}}58^{\text{s}}.60$, $+00^{\circ}07'32''.00$). LSR velocities (in km s^{-1}) are indicated in the upper left corner of each box. The first contour and level step are at $14 \times \sigma = 0.2 \text{ Jy/beam}$. A negative level at -0.2 Jy/beam is shown in dashed contours. The CLEANed beam (at half-power level), of size $1''.5 \times 1''.3$ ($FWHM$) and PA 158° , is drawn in the bottom right corner of the last panel.

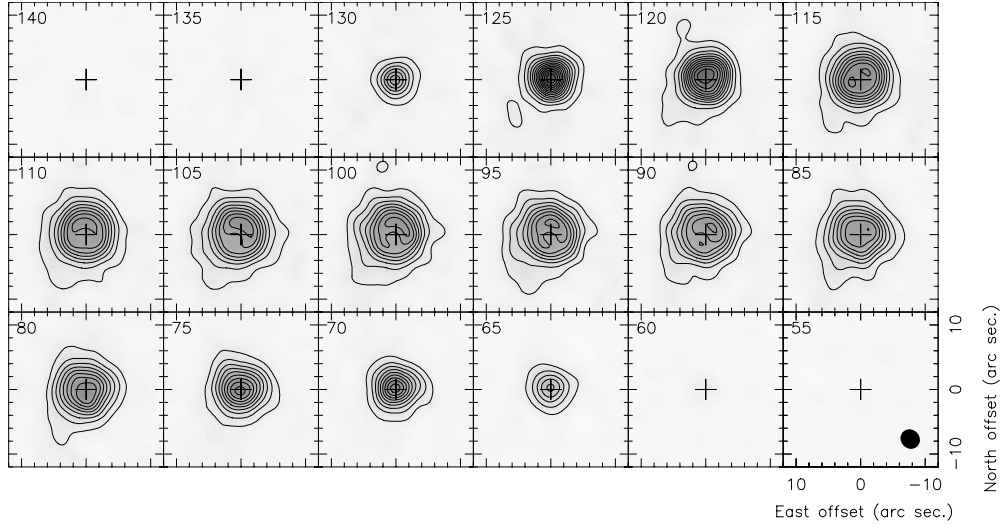


Fig. 5. PdBI (+ zero-spacing) maps of the $^{12}\text{CO } J = 1-0$ emission in AFGL 2343 (same central coordinates as in Fig. 4). LSR velocities (in km s^{-1}) are indicated in the upper left corner of each box. The first contour and level step are at $11 \times \sigma = 0.12 \text{ Jy/beam}$. There are no negative contours at -0.12 Jy/beam . The CLEANed beam (at half-power level), of size $3''.1 \times 2''.9$ ($FWHM$) and PA 42° , is drawn in the bottom right corner of the last panel.

innermost circumstellar dust through the $\text{CO } \Delta v = 1$ vibrational transitions at $4.7 \mu\text{m}$, following the method already described by Teyssier et al. (2006). The IR emission is assumed to be that of a black body whose total intensity is adjusted to yield the observed flux at this wavelength; we note that the assumed frequency dependence has a negligible effect on the calculations, since the relative variation in the frequency of the different rovibrational components is very small. Collisional excitation is also accounted for using coefficients calculated by Flower (2001) and an abundance of ortho- H_2 three times that of para- H_2 . We also

took into account the extrapolation to higher values of the temperature and J -numbers in the *Leiden Atomic and Molecular Database*² (LAMDA; see Schöier et al. 2005). We note that this extrapolation has little effect on our calculations, in any case, because the temperatures in our sources are moderate, only exceeding 400 K in the innermost layers around IRC +10420. The level populations so determined are used to derive emission and absorption coefficients. The brightness distribution is calculated by solving the standard radiative transfer equations and is later

² <http://www.strw.leidenuniv.nl/~moldata/>

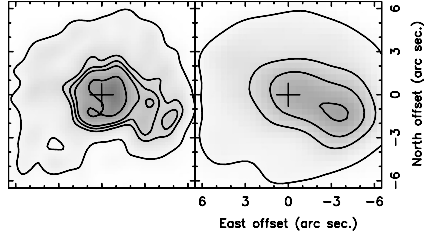


Fig. 6. The average of the brightness at 65 and 70 km s^{-1} for CO $J = 2-1$ (from Fig. 2; here on the left) and CO $J = 1-0$ (from Fig. 3; here on the right) for IRC +10420. In order to emphasize the presence of a bright clump elongated towards the southwest direction, we have plotted contours at 0.2, 0.5, 0.6, 0.7, and 0.96 Jy/beam for CO $J = 2-1$ and at 0.1, 0.25, 0.35, and 0.45 Jy/beam for CO $J = 1-0$.

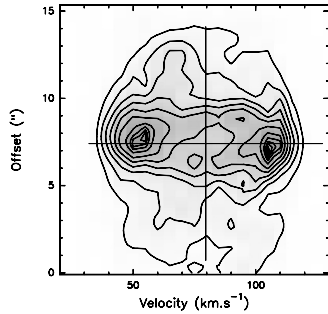


Fig. 7. CO $J = 2-1$ position-velocity diagram of IRC +10420 along an axis at PA 72° , passing through both innermost brightness peaks. Offsets from 0 to $15''$ in the vertical axis correspond to offsets in the axis at PA 72° from east to west in the maps in Fig. 2. Contours are plotted every 0.2 Jy/beam, from 0.2 to 1.4 Jy/beam, and at the intensity levels of 1.5, 1.55, 1.57, and 1.6 Jy/beam.

convolved with a Gaussian beam, yielding main-beam Rayleigh-Jeans-equivalent temperatures, T_{mb} , directly comparable to the observations. In this process, we assume both a macroscopic velocity and a local velocity dispersion (due to thermal or turbulent movements).

In the model, the density distribution is given by an isotropic mass-loss rate (\dot{M}) and the expansion velocity (V_{exp}). The temperature at a given radius r is described by a potential law, as usually assumed for AGB circumstellar envelopes: $T_k(r) = T(r_o) \times (r/r_o)^{-\alpha_1} + T_{\text{min}}$. The thermodynamics of the gas around YHGs is not well known; potential temperature laws have been shown to be a reasonable approximation for AGB circumstellar envelopes and are known to be compatible with CO observations in such sources (e.g. Schöier & Olofsson 2001; Teyssier et al. 2006, and references therein). The local velocity dispersion is described assuming a Gaussian dispersion given by a standard deviation σ_{turb} . All these parameters are assumed to be constant within finite shells, and sequences of shells with different parameter values are introduced to reproduce variations in the mass-loss history. The inner and outer radii of the different shells (R_{in} , R_{out}), the logarithmic velocity gradient (ϵ), and the relative CO abundance (X_{CO}) are other input parameters in our code. X_{CO} is assumed to be 3×10^{-4} and constant in the envelopes. The code and approximations are described in more detail by Teyssier et al. (2006).

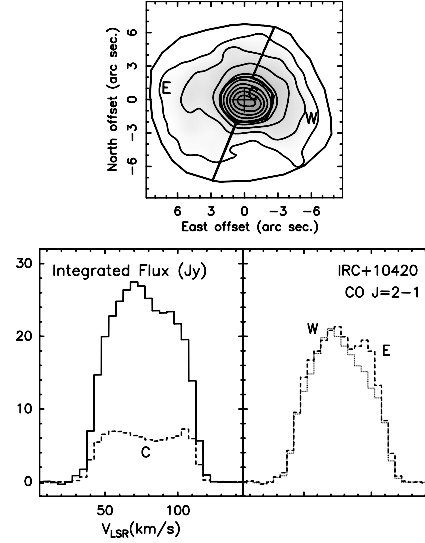


Fig. 8. *Top:* averaged CO $J = 2-1$ emission, divided by a solid line in three regions, labeled as C, E, and W. *Bottom:* on the left, the profile obtained from integrating the whole nebular emission (solid line) and the total emission from the C-labeled region (dashed line). On the right, the flux coming from the E- (dashed line) and W-labeled (dotted line) regions.

4.1. Model-fitting results

Since we are assuming spherical symmetry, we have fitted with our model the azimuthal average of the brightness distributions shown in Sect. 2, $T_{\text{mb}}(r)$. Note, however, that IRC +10420 in particular shows significant departures from circular symmetry (see Figs. 2 and 3, and Sect. 3.1). In modeling IRC +10420 we assumed an uncertainty of 10% in the relative flux calibration of both lines.

Model predictions that simultaneously fit the $T_{\text{mb}}(r)$ of both transitions, CO $J = 1-0$ and $2-1$, are derived for several LSR velocities. Most of our results are deduced from modeling at the central velocities, in which the structure of the envelope is most obvious. Nevertheless, fitting data at extreme velocities provides crucial information on the velocity fields in the different nebular components.

The HPBW used in the modeling of each map is a circular approximation (with the same area) of the slightly-elliptical synthetic beams obtained in the CLEANing process (see Sect. 2). For IRC +10420, the HPBW of the assumed circular beam is $2''.86$ and $1''.39$ for CO $J = 1-0$ and $2-1$, respectively. For AFGL 2343, it is $3''.02$ for CO $J = 1-0$ and $1''.44$ for CO $J = 2-1$.

The parameters of the model best-fitting our data are shown in Tables 1 and 2. Figures 9 and 10 show the observations compared with model predictions for the central velocity channels and for both CO transitions, in AFGL 2343 and IRC +10420 respectively, on the left. The mass-loss history deduced for each source is shown on the right.

In AFGL 2343 we have identified several shells (see Fig. 9) in our model. They correspond to a main mass-loss phase, followed in time by a very sharp mass-loss decrease. A very high mass-loss rate is found in the main shell, shell 2 in Table 1, which is likely what is responsible for the formation of the ring-like structure shown in the CO $J = 2-1$ map. The emission in this

Table 1. Parameters of the best fit for AFGL 2343.

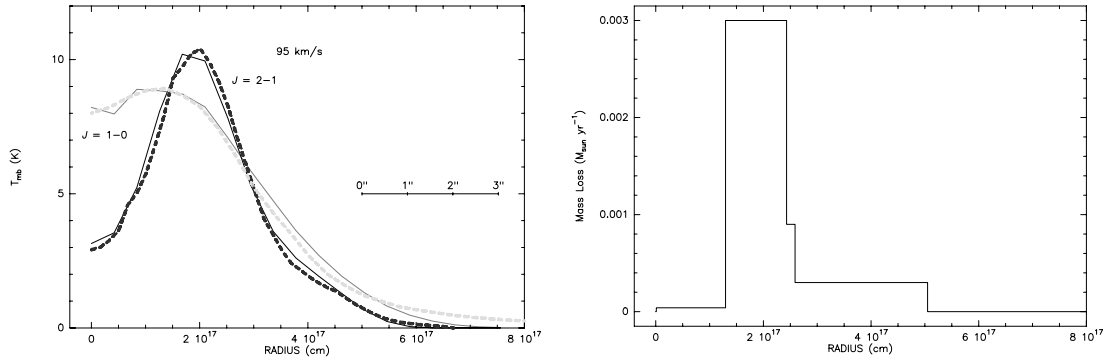
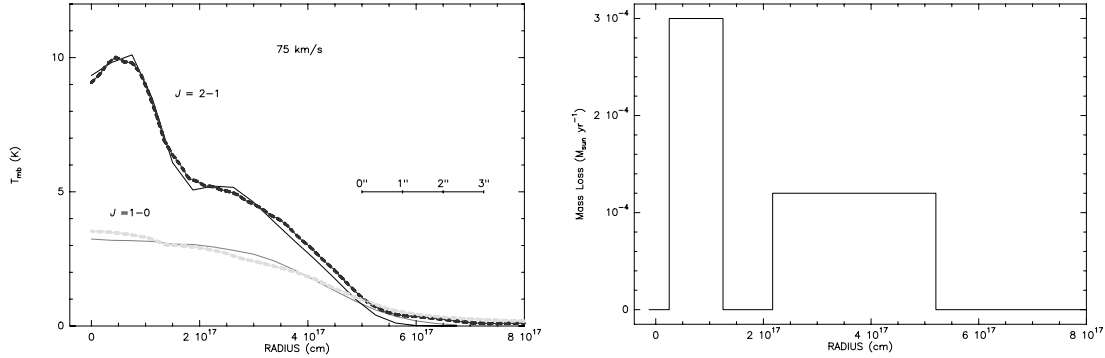
Shell	R_{in} (cm)	R_{out} (cm)	$\dot{M}(M_{\odot} \text{ yr}^{-1})$	$T(r_o = 10^{17} \text{ cm})$ (K)	α_t	$V_{\text{exp}}(\text{km s}^{-1})$	$\sigma_{\text{turb}}(\text{km s}^{-1})$	ϵ
1	1×10^{15}	1.3×10^{17}	4×10^{-5}	29	0.5	35	3	0.1
2	1.3×10^{17}	2.5×10^{17}	3×10^{-3}	13	0.5	35	3	0.1
3	2.5×10^{17}	2.6×10^{17}	9×10^{-4}	21	0.7	35	3	0.1
4	2.6×10^{17}	5×10^{17}	3×10^{-4}	40	0.7	35	3	0.1

$T_{\text{min}} = 8$ K remains the same for all the assumed shells. (See the description of the parameters in Sect. 4.)

Table 2. Parameters of the best fit for IRC +10420.

Shell	R_{in} (cm)	R_{out} (cm)	$\dot{M}(M_{\odot} \text{ yr}^{-1})$	$T(r_o = 10^{17} \text{ cm})$ (K)	α_t	$V_{\text{exp}}(\text{km s}^{-1})$	$\sigma_{\text{turb}}(\text{km s}^{-1})$	ϵ
1	2.5×10^{16}	1.24×10^{17}	3×10^{-4}	230	1.2	37	3	0.1
2	2.2×10^{17}	5.2×10^{17}	1.2×10^{-4}	100	0.8	25	20	0.3

$T_{\text{min}} = 3$ K remains the same throughout the whole envelope. (See the description of the parameters in Sect. 4.)

**Fig. 9.** *Left:* azimuth-averaged brightness distribution (in dashed lines) compared with model results (solid lines) for AFGL 2343, at $V_{\text{LSR}} = 95 \text{ km s}^{-1}$. CO $J = 1-0$ data are plotted in grey, $J = 2-1$ data in black. *Right:* mass-loss pattern found for AFGL 2343.**Fig. 10.** *Left:* azimuth-averaged brightness distribution (dashed lines) compared with the model results (solid lines) for IRC +10420, at $V_{\text{LSR}} = 75 \text{ km s}^{-1}$. CO $J = 1-0$ data are plotted in grey, $J = 2-1$ data in black. *Right:* mass-loss pattern found for IRC +10420.

dense region is opaque, and therefore the deduced mass-loss rate is probably just a lower limit. Shell 3 can be seen as a connection between shells 2 and 4, showing the increase in the mass-loss rate. Low temperatures are found, especially in the densest regions of the envelope. α_t is deduced to be low, denoting a slow variation in the temperature with radius.

The envelope of IRC +10420 is less dense than that of AFGL 2343. The temperature in the innermost regions is higher than in AFGL 2343, but in the outermost regions it becomes similar due to the higher value derived for α_t . The mass-loss rate

found is not as high as in the previous source, but is high compared with standard evolved nebulae. Two different periods of mass loss are needed to fit the data, separated by a short phase of much lower mass loss. We have mentioned that the circumstellar envelope in IRC +10420 is roughly circular on a large scale, but shows many clumps and a significant substructure. Our fitting with a spherically symmetric model certainly helps in getting an idea of the mass-loss history of the source, but is obviously too simplistic to reproduce the details of the brightness distribution. See Fig. 11 and discussions in Sects. 3.1 and 4.2.

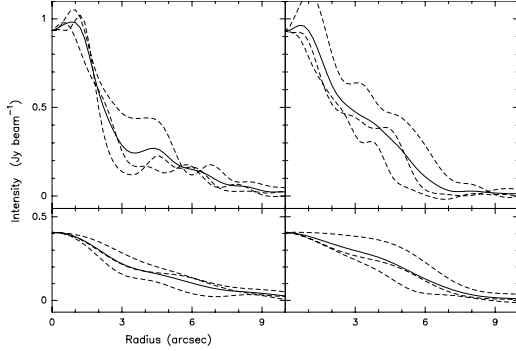


Fig. 11. Brightness distributions of the CO $J = 2-1$ (upper) and $1-0$ (bottom) emissions in IRC +10420 (from maps in Figs. 2 and 3) along six axes, starting from the nebula center and equidistant. On the *left*, in dashed lines, data for the northwestern axes at PA 5° , 305° , and 245° (coinciding with the elongation emphasized in Fig. 6). On the *right*, in dashed lines, data for the southeastern axes at PA 65° , 125° , and 185° . Averages of the data shown in each plot in dashed lines are presented in solid lines.

The main problem we have found in our fitting is in how the source size varies with the observed velocity (V_{obs}). The source size is predicted for each spherical elementary shell, with characteristic radius R_s , and must yield an increase in brightness for velocities close to the extreme ones. We have to take into account that the observed radius of a shell varies with V_{obs} : $R(V_{\text{obs}}) = R_s \sqrt{1 - \frac{(V_{\text{obs}} - V_*)^2}{V_{\text{exp}}^2}}$. In a resolved CSE, the ratio between $T_{\text{mb}}(V_{\text{obs}} \neq V_*)$ and $T_{\text{mb}}(V_{\text{obs}} = V_*)$ must be at its maximum for optically thin emission and tends to 1 for optically thick lines. In the azimuth-averaged brightness of IRC +10420, this ratio is, however, significantly lower than 1 for several values of R_s (within the outer shell), R and V_{obs} (related by the above formula), so our model cannot reproduce the emission for such high velocities. We think that this is due to the fact that the coherence lengths³ for extreme velocities in the actual envelope are smaller than the large lengths expected under spherical symmetry, due to the high clumpiness characteristic of IRC +10420. Such a phenomenon can only be introduced in our model assuming a very high value of σ_{turb} . We can reproduce the observed variations in the brightness distributions with V_{obs} if we take $\sigma_{\text{turb}} \sim 20 \text{ km s}^{-1}$ for the outer shell of IRC +10420 (while the expansion velocity in this shell decreases to about 25 km s^{-1}). We are aware that this probably does not correspond to the real situation, but is more related to clumpiness, and so our assumption on σ_{turb} could just serve to check that our hypothesis about the limits to the actual coherence lengths is likely to be true. Note that the fact that the value of σ_{turb} in our model for the second shell is comparable to the expansion velocity can be translated into the coherence length being severely limited by clumpiness in the actual envelope for all V_{obs} .

The outermost radius derived for both envelopes, AFGL 2343 and IRC +10420, is almost the same and the time scales of the mass-loss phases are similar. The innermost shell of IRC +10420 is comparable to the one detected in SiO emission by Castro-Carrizo et al. (2001a). This SiO shell was found to extend from $0.9 \times 10^{17} \text{ cm}$ to $1.4 \times 10^{17} \text{ cm}$, which

³ In a given direction, the distance in which the change of the projected macroscopic velocity is small enough to allow radiative interaction.

is in the outer zone of the innermost CO shell. This suggests that the SiO-rich shell could correspond to a shock front associated to the formation of a densest shell traced by CO.

4.2. Uncertainties in the fitting process

In a complex fitting process like the one performed here, it is difficult to estimate the uncertainties in the values derived for the parameters (implicitly or explicitly) involved in the model. Some of them are, however, quite directly deduced from the observations and are therefore as reliable as the data itself. This is the case, in particular, for the velocity and extent of the shells (at least of the main components), given by the total velocity dispersion and extent of the detected features, respectively. Therefore, the characteristic times are also quite reliable.

Uncertainties due to the sphericity assumption exist for IRC +10420 and AFGL 2343, IRC +10420 showing the most significant departures from symmetry. As an example, we present the brightness distribution of CO $J = 2-1$ and $1-0$ along axes in several directions, crossing the nebula center, in Fig. 11. We see there that the maximum of the emission in all cuts appears at a distance of about $0.5-1''$, with a relative minimum at the center. In our opinion, this confirms a very significant decrease in the mass-loss rate at present, as derived from our fitting of the azimuth-averaged brightness distribution. We also note that in all the directions there is a secondary maximum or hump at distances of about $4''-5''$, a relative minimum often appearing at about $3''$. This feature appears quite irregular and significantly varies between the different cuts. It confirms that the outermost regions of the envelope are strongly aspherical, but shows that a significant amount of material is placed at such a distance from the star, being probably detached from the intense central component. This material corresponds to the shell 2 deduced from our fitting. The differences in the outermost ($\sim 3''-6''$) brightness distribution for the different directions must be kept in mind to evaluate the uncertainties on the properties deduced for the outermost detached layer: its existence is very probable and its total mass is likely to be close to that given by our fitting, but its structure remains poorly known. Finally, we notice that uncertainties from the quality of the fittings are negligible in comparison with those resulting from the isotropy assumption. In order to show this, we estimated the standard deviation of the azimuthal T_{mb} average at each radius. For distances from the star of $1, 2.5, 4$, and $6 \times 10^{17} \text{ cm}$, respectively, we obtain for the average of the AFGL 2343 CO $2-1$ T_{mb} the rms (in K) 1.3, 2.3, 1.0, and 0.4; for the AFGL 2343 CO $1-0$ T_{mb} the rms 0.5, 1.2, 0.8, and 0.4; for the IRC +10420 CO $2-1$ T_{mb} the rms 1.7, 2.0, 1.2, and 0.4; for the IRC +10420 CO $1-0$ T_{mb} the rms 0.5, 0.7, 0.6, and 0.2. Taking these figures into account, the actual presence and characteristics of shell 3 in AFGL 2343 are uncertain. Shell 1 is somehow needed in AFGL 2343, although its properties can also be questioned.

We have also discussed in Sect. 4.1 the uncertainties in the velocity field of the second shell of IRC +10420 due to the lack of spherical symmetry.

The mass-loss rates and total envelope mass are affected by two important factors. 1) The moderately high optical depth is approximately treated by the LVG model but yields a low dependence of the intensity on the number of emitting molecules. As usual, the main uncertainty introduced by the optical depth is a possible underestimate of the total mass. 2) The abundance of ^{12}CO is poorly known. We have assumed a high value for the relative abundance, similar to what is often measured in O-rich AGB shells, but if this molecule is less abundant by some

factor (due perhaps to dissociation), our mass values would also be underestimated by the same factor.

The masses derived here are 1.2 (for AFGL 2343) and 2 (for IRC +10420) times lower than those measured from ^{13}CO $J = 1-0$ by Bujarrabal et al. (2001). This line is very probably optically thin, but we note that the abundance of ^{13}CO is also not well known and that the treatment of the excitation in that paper is relatively simple.

Our mass values in AFGL 2343 are 1.5–2 times lower than the total masses derived from model fitting of the dust emission (Buemi et al. 2007; Hawkins et al. 1995; Gledhill et al. 2002). In IRC +10420, the comparison is more difficult because in most cases only mass-loss rates have been calculated from dust emission observations; in any case, the rates calculated from IR continuum data are also about a factor 2 higher than ours (Hrivnak et al. 1989; Oudmaijer et al. 1996). This discrepancy could be due to an underestimate of the total mass in our calculations or to the existence of a high amount material at distances $\geq 10^{18}$ cm, poor in molecules due to photodissociation by the interstellar ultraviolet field, as discussed below (among other sources of error in such a comparison, like an unexpected high abundance of grains).

The outer photodissociation radii expected in our sources, due to the interstellar UV field, are larger than the total radii found here. For a shell with an expansion velocity of $\sim 35 \text{ km s}^{-1}$, a CO relative abundance equal to 3×10^{-4} , and mass-loss rates of 3×10^{-4} and $1.2 \times 10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (corresponding to the outer shells of AFGL 2343 and IRC +10420, respectively), the photodissociation theory (Mamon et al. 1988) predicts outer radii of, respectively, 10^{18} cm and 6.5×10^{17} cm. These values are significantly higher than those derived from our data, mainly for AFGL 2343, and much higher than the radii of the most massive inner shells, suggesting that the shell radii derived here represent a real decrease in the mass-loss rate and not photodissociation of CO. This conclusion is supported by the fact that the extent of the envelope around IRC +10420 is larger towards the north or northwest, more or less in the direction of the galactic plane, from which we would expect the largest UV radiation. The photodissociation radii are not, however, much larger than the outermost radii, so we cannot exclude that other outer shells poor in molecules have not been detected but instead contribute to the total circumstellar mass.

The innermost radii measured here are not expected to be due to CO photodissociation by the stellar radiation, because of the cool central stars. ISO observations of atomic lines characteristic of PDRs (Castro-Carrizo et al. 2001b; Fong et al. 2001) did not yield detections of PDRs around evolved stars with surface temperatures lower than 10^4 K. In those nebulae, the PDR mass limits were usually a tiny fraction of the total molecular mass. Our stars are cooler than 10^4 K, particularly IRC +10420. Castro-Carrizo et al. (2001b) observed AFGL 2343 and found no trace of atomic FIR emission. Images of dust emission (Sect. 1) support the absence of circumstellar material in the innermost regions.

It is difficult to determine the temperature law from fitting just the observed lines, corresponding to low-energy levels. Only in the outermost shells, where the temperatures are $\lesssim 20$ K, the fitting of the 1–0 and 2–1 lines is relevant at this respect. (On the other hand, this implies that the assumed temperature law does not strongly affect the mass-loss rate estimates.) To improve the temperature estimate, we also tried to reproduce high- J CO lines from Teyssier et al. (2006). The main result concerns the inner shell of IRC +10420. The high $J = 6-5$ line intensity observed in this source requires a high temperature in the innermost shell,

Table 3. Kinematical times deduced for each mass-loss period for AFGL 2343 and IRC +10420.

AFGL 2343			IRC +10420		
Shell*	\dot{M} ($M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$)	t (yr)	Shell*	\dot{M} ($M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$)	t (yr)
1	4×10^{-5}	1200		0	200
2	3×10^{-3}	1100	1	3×10^{-4}	800
3	9×10^{-4}	90		0	1200
4	3×10^{-4}	2100	2	1.2×10^{-4}	3800

* Shells with larger reference numbers were formed before.

from which this line mainly emits, higher than ~ 200 K. But we note that if the empirical datum is overcalibrated by more than a factor 1.5 (which is improbable but not impossible at this frequency, see discussion by Teyssier et al.), a temperature law that is more similar to the one found in the other shells could be acceptable. In AFGL 2343, where high- J observations just include upper limits, we have checked that our model is compatible with these data. In fact, the low emission at high frequency of this source seems to be due to the empty inner region.

An important result found here is the existence of intervals of time in which the mass-loss rate of both sources has been very low, close to zero. We checked that significant mass-loss rates strongly affect the model predictions, assuming that the rest of the parameters do not vary. For the central, almost empty region in both stars, we find that the mass-loss rate must be lower than $\sim 5 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ to keep the predictions compatible with our maps. A limit $\sim 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ is found for the interface region in IRC +10420, at about 2×10^{17} cm from the star, but in this case we recall the uncertainties due to asphericity in the extended layers. We note that all these values are very low compared with the mass-loss rates found in the adjacent regions.

5. Evolution of the circumstellar envelopes around YHGs

5.1. Kinematical times

Taking the radii of each shell and the deduced expansion velocity into account (Tables 1 and 2), we estimate the duration of each mass-loss period (see Table 3).

From the kinematical times derived for AFGL 2343 (see Table 3), we find that this source had a mass-loss event starting ~ 4500 yr ago. After ~ 2200 yr of a high mass-loss rate ($3-9 \times 10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$), it increased to an extremely high value ($\sim 3 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) that was kept constant for ~ 1000 yr. After that period the amount of mass expelled to the interstellar medium strongly decreased and remained constant ($\sim 4 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) during the last ~ 1200 yr.

The mass-loss pattern of IRC +10420, shown in Fig. 10, reveals the existence of two (probably separated) shells formed in the past ~ 6000 yr. One shell is wider and farther away from the star, and the other is narrower and closer to it. The first mass-loss episode ($1.2 \times 10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) lasted ~ 3800 yr and is responsible for the extended component found in the CO maps. After this time, the mass loss (almost) stopped for around 1200 yr. Another important mass-loss period ($3 \times 10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) then started, lasting ~ 800 yr and resulting in the innermost shell, apparently very close to the region where SiO is detected. The mass loss seems to have stopped in the past ~ 200 yr.

Table 4. Infrared flux (F) at a wavelength of $60\ \mu\text{m}$ for YHG at distances D^* .

Source	other name	$F_{60\mu\text{m}}(\text{Jy})$	$D^*(\text{kpc})$
IRC +10420	–	718	5.0
AFGL 2343	HD 179821	516	5.6
HD 119796	HR 5171 A	127	3.6
KY Cyg	IRC +40415	50.7	–
MWC 300	IC 6-23	41.1	0.5
HD 212466	RW Cep	27.4	0.8
HD 80077	–	3.74	1.25
HD 96918	V382 Car	1.10	1.8
HD 224014	ρ Cas	0.912	3.6
HD 74180	HR 3445	0.717	0.95
HD 223385	6 Cas	0.517	5
HD 217476	HR 8751	0.463	6.7

* Distances derived from Hipparcos data except for IRC +10420 (from de Jager 1998).

5.2. Circumstellar mass in YHGs

The total masses deduced for the circumstellar envelopes of these YHGs are $\sim 4 M_{\odot}$ for AFGL 2343 and $\sim 1 M_{\odot}$ for IRC +10420. Note that these values are lower by a factor 1.2 and 2 than those obtained by B01 from data of the two first rotational transitions of ^{13}CO (Sect. 4.2). This difference may be due to opacity effects, which affect ^{12}CO more than any other isotopic species. It is also possible, however, that these massive O-rich sources present a particularly high ^{13}C abundance. Our mass values are also significantly lower than those obtained from dust emission analysis; see further discussion in Sect. 4.2.

In order to compare the mass of the circumstellar environment characteristic of YHGs, we used the IR emission at $60\ \mu\text{m}$ from the IRAS catalog; see Table 4. In this table, we can see that IRC +10420 and AFGL 2343 are by far the YHGs with the highest infrared emission. These two sources show very massive circumstellar envelopes, probably rare among YHGs.

The expansion velocities deduced for AFGL 2343 and IRC +10420 are $\sim 35\ \text{km s}^{-1}$, which are much higher than those usually found in AGB circumstellar envelopes. Such high velocities are also found in planetary and protoplanetary nebulae, but are related to fast bipolar flows carrying much less mass than the envelopes around YHGs.

In order to find out if such fast and massive flows can be driven by radiation pressure, the $P/(L/c)$ relation is used, where P is the linear momentum (in fact a scalar magnitude, see discussion in e.g. B01) and L is the stellar luminosity. The relation $P/(L/c)(\text{yr})$ must be comparable to the time during which the envelopes were formed. Since the momentum depends on the mass of the envelope, we take the mass deduced from the ^{13}CO emission into account; luminosities are taken from B01. The values found range between $P/(L/c) \sim 2 \times 10^3\ \text{yr}$ and $\sim 10^4\ \text{yr}$. Taking the effects of multiple scattering by dust grains into account, which could increase the pressure acting onto grains, these times are compatible with the times deduced for the formation of these envelopes, which are (see Sect. 5.1) $\sim 2\text{--}4 \times 10^3\ \text{yr}$. The fast massive outflows detected in IRC +10420 and AFGL 2343 can therefore be driven by radiation pressure, contrary to what is obtained for fast post-AGB outflows.

5.3. Discussion; mass loss in YHGs

A similar episodic mass loss is found in both YHGs. Both sources show periods of enhanced mass loss separated by phases

with a low or even negligible mass-loss rate, resulting in the detached shells observed. The characteristic times of the phases of mass loss are a few thousand years for both envelopes. Such events may be part of the evolution of YHGs.

The YHGs are supposed to find an instability region during their bluewards evolution called the *yellow void* (Nieuwenhuijzen & de Jager 1995). In the boundary of this region, the value of the effective gravity force, g_{eff} , approaches zero and becomes negative as the star gets into the instability region. When a pulsating hypergiant reaches the yellow void, stellar pulses can be strongly enhanced resulting in an episode of enhanced mass loss. As the star loses mass, its effective temperature decreases, so it moves redwards in the HR diagram, leaving the yellow void and ending the mass loss. Then, the temperature starts to increase moving the star bluewards again and, finally, it comes in contact with the yellow void once more. This process is called “bouncing against the yellow void”.

A short-period bouncing against the void has been proposed by de Jager (1998) for the hypergiant HR 8752. For this source, two periods of mass loss were found within $\sim 30\ \text{yr}$ from the broadening of IR lines (Smoliński et al. 1989). The mass of circumstellar material found for this source is quite low (Smoliński et al. 1977), so the mass-loss processes presented by this source are much weaker than in AFGL 2343 and IRC +10420. If the circumstellar shells found here, which are exceptionally massive compared to those in other YHGs (see Sect. 5.2 and Table 4), are the result of a bouncing against the yellow void, AFGL 2343 and IRC +10420 should enter deep in the instability region and reach a negative enough value of g_{eff} to drive to the very high mass-loss rates found. This large ejection of material would result in a large decrease in T_{eff} . These wide movements in the HR diagram could explain the long time scales found in the mass-loss episodes in our sources.

The rarity of the presence of massive envelopes in the YHGs might be due to an exceptional evolutionary path followed by AFGL 2343 and IRC +10420, like a long period bouncing, or to being at a different evolutionary status from the other hypergiants.

6. Conclusions

1. We mapped the emission of the transitions $^{12}\text{CO } J = 1\text{--}0$ and $J = 2\text{--}1$ in the yellow hypergiants (YHGs) AFGL 2343 and IRC +10420. Observations were performed with the Plateau de Bure interferometer. Data were also obtained with the 30 m telescope in order to recover the flux filtered out by the array.
2. Our maps present a detached shell in AFGL 2343, showing a noticeable clumpiness. For IRC +10420, an inner detached shell was also detected, which approximately corresponds to the SiO emitting shell found by Castro-Carrizo et al. (2001a). In addition, an extended intense circumstellar component was found. Although the overall shape of IRC +10420 is approximately spherical, significant departures from that symmetry were detected; an inner bright elongation and important flux deficiencies in the southernmost extended regions are very remarkable.
3. With an LVG code, we modeled the azimuth-averaged brightness distributions obtained for each source. Episodes of strong mass loss have been found to explain the detached shells observed. The deduced mass-loss rates reach much higher values ($\sim 10^{-4}\text{--}3 \times 10^{-3}\ M_{\odot}\ \text{yr}^{-1}$) than usual in AGB stars.

4. Similar episodic mass-loss processes have been found in the two YHGs. Both sources experienced periods of enhanced mass loss and phases with a low or negligible mass-loss rate. The characteristic times of these phases of mass loss are a few thousands of years for both envelopes. Such events may be part of the evolution of YHGs.
5. The YHG nature of AFGL 2343 has sometimes been questioned, mainly because its distance is poorly known (see Sect. 1). The similarities found between the CO emission of IRC +10420 and AFGL 2343, in their extraordinary kinematics, episodic mass-loss phases, and derived time scales, support our assumption about the YHG nature of AFGL 2343. In addition, note that the fast outflows in AFGL 2343 and IRC +10420 can be driven by radiation pressure, contrary to what is found for fast winds in post-AGB stars (B01).
6. It has been proposed that mass loss in YHGs can be due to the presence of an instability region, called *yellow void*, where the normal star pulsation is enhanced by a decrease in the effective gravity force in the photosphere. It is not clear whether this phenomenon could explain the heavy envelopes found around AFGL 2343 and IRC +10420, since the periodicity of their mass loss is not well established and the properties of the circumstellar medium in them are very different from those of the unique YHG that has been proposed so far as bouncing periodically against the yellow void. It is conceivable that the mass ejection of our sources could have been due to a particularly deep, but rare, encounter with the yellow void. But, as we have seen, radiation pressure may also play a relevant role in the mass-loss process, particularly in view of the efficient formation of grains shown by their strong FIR emission. The meaning of the existence of our particularly massive envelopes, within the frame of the general properties of the YHG evolution, therefore remains unknown.

Acknowledgements. A.C.-C. acknowledges financial support from the 6th European Community Framework Programme through a Marie-Curie Intra-European Fellowship. The contribution by GQ-L, V.B., and J.A. was supported by the Spanish Ministerio de Ciencia y Tecnología and European FEDER funds, under grants AYA2003-7584 and ESP2003-04957. We acknowledge the IRAM staff for carrying out the observations and particularly P. Hily-Blant and J. Pety for their support in the analysis of the OTF data. We finally thank the anonymous referee for his/her constructive comments.

References

- Bergman, P., Carlstrom, U., & Olofsson, H. 1993, *A&A*, 268, 685
 Blöcker, T., Balega, Y., Hofmann, K.-H., et al. 1999, *A&A*, 348, 805
 Buemi, C. S., Umana, G., Trigilio, C., & Leto, P. 2007, *A&A*, 462, 637
 Bujarrabal, V., Alcolea, J., & Planesas, P. 1992, *A&A*, 257, 701
 Bujarrabal, V., Castro-Carrizo, A., Alcolea, J., & Sánchez Contreras, C. 2001, *A&A*, 377, 868 (B01)
 Castro-Carrizo, A., Lucas, R., Bujarrabal, V., Colomer, F., & Alcolea, J. 2001a, *A&A*, 368, L34
 Castro-Carrizo, A., Bujarrabal, V., Fong, D., et al. 2001b, *A&A*, 367, 674
 Clausen, M. J. 1993, in *Astrophysical masers; Proceedings of the Conference*, Arlington, VA, Mar. 9–11, 1992 (A93-52776 23-90), 353
 de Jager, C. 1998, *ARA&A*, 8, 145
 Flower, D. R. 2001, *MNRAS*, 328, 147
 Fong, D., Meixner, M., Castro-Carrizo, A., et al. 2001, *A&A*, 367, 652
 Gledhill, T. M., Chrysostomou, A., Hough, J. H., & Yates, J. A. 2001a, *MNRAS*, 322, 321
 Gledhill, T. M., Yates, J. A., & Richards, A. M. S. 2001b, *MNRAS*, 328, 301
 Gledhill, T. M., Bains, I., & Yates, J. A. 2002, *MNRAS*, 332, L55
 Hawkins, G. W., Skinner, C. J., Meixner, M., et al. 1995, *ApJ*, 452, 314
 Humphreys, R. M. 1991, in *Wolf Rayet Stars*, ed. K. A. van der Hucht, & B. Hidayat (Kluwer), 485
 Humphreys, R. M., Smith, N., Davidson, K., et al. 1997, *AJ*, 114, 2778
 Jones, T. J., Humphreys, R. M., Gehrz, R. D., et al. 1993, *ApJ*, 411, 323
 Josselin, E., & Lèbre, A. 2001, *A&A*, 367, 826
 Jura, M., & Werner, M. W. 1999, *ApJ*, 525, L113
 Kastner, J. H., & Weintraub, D. A. 1995, *ApJ*, 452, 833
 Klochkova, V. G., Chentsov, E. L., & Panchuk, V. E. 1997, *MNRAS*, 292, 19
 Lipman, E. A., Hale, D. D. S., Monnier, J. D., et al. 2000, *ApJ*, 532, 467
 Loup, C., Forveille, T., Omont, A., & Paul, J. F. 1993, *A&AS*, 99, 291
 Maeder, A., & Meynet, G. 1988, *A&AS*, 76, 411
 Meixner, M., Ueta, J., Dayal, A., et al. 1999, *ApJS*, 122, 221
 Neri, R., Kahane, C., Lucas, R., Bujarrabal, V., & Loup, C. 1998, *A&AS*, 130, 1
 Nieuwenhuijzen, H., & de Jager, C. 1995, *A&A*, 302, 811
 Olofsson, H., Carlstrom, U., Eriksson, K., & Gustafsson, B. 1992, *A&A*, 253, L17
 Olofsson, H., Bergman, P., Lucas, R., et al. 2000, *A&A*, 353, 583
 Oudmaier, R. D., Groenewegen, M. A. T., Matthews, H. E., et al. 1996, *MNRAS*, 280, 1062
 Ramstedt, S., Schöier, F. L., Olofsson, H., & Lundgren, A. A. 2006, *A&A*, 454, L103
 Reddy, B. E., & Hrivnak, B. J. 1999, *AJ*, 117, 1834
 Schirmacher, V., Woitke, P., & Sedlmayr, E. 2003, *A&A*, 404, 267
 Schöier, F. L., & Olofsson, H. 2001, *A&A*, 368, 969
 Schöier, F. L., van der Tak, F. F. S., van Dishoeck, E. F., & Black, J. H. 2005, *A&A*, 432, 369
 Smoliński, J., Feldman, P. A., & Higgs, L. A. 1977, *A&A*, 60, 277
 Smoliński, J., Climenhaga, J. L., & Fletcher, J. M. 1989, in *Physics of Luminous Blue Variables*, ed. K. Davidson, A. F. J. Moffat, & H. J. G. L. M. Lamers (Kluwer), 131
 Soker, N. 2002, *MNRAS*, 336, 826
 Teyssier, D., Hernández, R., Bujarrabal, V., Yoshida, H., & Phillips, T. G. 2006, *A&A*, 450, 167
 Woitke, P., Sedlmayr, E., & Lopez, B. 2000, *A&A*, 358, 665

Capítulo 8

La química de las envolturas de las YHG

Tras estudiar la estructura de las envolturas circunestelares alrededor de IRC+10420 y AFGL 2343 pasamos a estudiar la química presente en sus envolturas. Para ello hemos realizado observaciones con antena única de un amplio número de especies moleculares.

Comparando la razón de intensidades de las diferentes líneas observadas para las YHG IRC+10420 y AFGL 2343, con otras obtenidas para estrellas AGB y PPNe ricas en oxígeno y carbono pudimos concluir que ambas YHG muestran una química rica en O. Asimismo comprobamos que, mientras que IRC+10420 presenta una razón de intensidades similar a las estrellas AGB oxigenadas, AFGL 2343 presenta una emisión especialmente baja para todas las líneas comparadas con CO.

A partir de los datos obtenidos del estudio de la estructura las envolturas alrededor de IRC+10420 y AFGL 2343, supusimos que la emisión del resto de las moléculas provenía únicamente de las regiones más densas de estas envolturas. Mapas interferométricos previos de SiO para IRC+10420 mostrando una corteza esférica, parecen confirmar esta suposición. Realizamos un cálculo LTE de las abundancias moleculares en estos objetos. Encontramos que mientras que para IRC+10420 estas abundancias eran similares a las normales en estrellas AGB ricas en O, para AFGL 2343 se encontraba una subabundancia general para todas las especies, salvo para CO.

Para entender mejor las características de la envoltura alrededor de AFGL 2343 realizamos mapas interferométricos de HCN $J=1-0$ y $^{29}\text{SiO } J=2-1$. Ambos mapas presentaban un agujero central compatible con los mapas de CO. Como ya hemos visto, la presencia de SiO más allá de las zonas compactas de las envolturas circunestelares suele asociarse con la presencia de choques. Combinando estas observaciones con los perfiles arriba mencionados encontramos que era necesario introducir una nueva componente de alta excitación en el modelo de la envoltura de esta fuente para explicar la emisión de las diferentes transiciones de ^{29}SiO , lo cual es también compatible con choques o con un corto periodo de pérdida de

masa especialmente intensa. Utilizando un método similar al apuntado en el capítulo anterior ajustamos el modelo a las observaciones.

Posteriormente utilizamos un código LVG para reproducir simultáneamente los perfiles arriba mencionados para ciertas moléculas. Esto nos permitió recalcular las abundancias para la nueva estructura de la envoltura circunestelar. Se encontró que la variación de las abundancias es mayor de lo esperado debido a la variación de la masa emisora ($X \propto M^{-1}$). Esto se debe a que el tratamiento de la excitación molecular y la opacidad del código LVG es mucho más precisa que la aproximación LTE utilizada previamente.

Como hemos dicho, la presencia de una corteza esférica de SiO había sido previamente observada para IRC +10420, y podría estar también asociada a un choque. Este fenómeno común a ambas estrellas podría estar relacionado con los episodios sucesivos de pérdida de masa de estas estrellas.

The chemical composition of the circumstellar envelopes around yellow hypergiant stars^{★,★★}

G. Quintana-Lacaci¹, V. Bujarrabal¹, A. Castro-Carrizo², and J. Alcolea³

¹ Observatorio Astronómico Nacional (IGN), Apdo. 112, 28803 Alcalá de Henares, Spain

e-mail: [g.quintana;v.bujarrabal]@oan.es

² Institut de RadioAstronomie Millimétrique, 300 rue de la Piscine, 38406 Saint Martin d'Hères, France

e-mail: ccarrizo@iram.fr

³ Observatorio Astronómico Nacional (IGN), Alfonso XII N°3, 28014 Madrid, Spain

e-mail: j.alcolea@oan.es

Received 6 February 2007 / Accepted 24 April 2007

ABSTRACT

Context. The yellow hypergiant stars (YHG) are extremely luminous and massive objects whose general properties are poorly known. Only two of this kind of star show massive circumstellar envelopes, IRC +10420 and AFGL 2343.

Aims. We aim to study the chemistry of the circumstellar envelopes around these two sources, by comparison with well known AGB stars and protoplanetary nebulae. We also estimate the abundances of the observed molecular species.

Methods. We have performed single-dish observations of different transitions for twelve molecular species. We have compared the ratio of the intensities of the molecular transitions and of the estimated abundances in AFGL 2343 and IRC +10420 with those in O-rich and C-rich AGB stars and protoplanetary nebulae.

Results. Both YHGs, AFGL 2343, and IRC +10420, have been found to have an O-rich chemistry similar to that in O-rich AGB stars, though for AFGL 2343 the emission of most molecules compared with ¹³CO lines is relatively weak. Clear differences with the other evolved sources appear when we compare the line intensity corrected for distance and the profile widths which are, respectively, very intense and very wide in YHGs. The abundances obtained for IRC +10420 agree with those found in AGB stars, but in general those found in AFGL 2343, except for ¹³CO, are too low. This apparently low molecular abundance in AFGL 2343 could be due to the fact that these molecules are present only in an inner region of the shell where the mass is relatively low.

Key words. stars: circumstellar matter – stars: supergiants – stars: AGB and post-AGB – radio lines: stars – stars: individual: IRC +10420 – stars: individual: AFGL 2343

1. Introduction

The Yellow hypergiants stars (YHGs) are among the most luminous ($5.3 \leq \log L/L_{\odot} \leq 5.9$) and massive ($M_{\text{init}} \sim 20 M_{\odot}$) stars (see, as general references, de Jager 1998; Jones et al. 1993; Humphreys 1991). These objects are thought to be post-red supergiants evolving bluewards in the HR diagram, but the details of such an evolution are still unknown. In at least a few of them, the stellar temperature is rapidly increasing. For instance, the spectral type of the hypergiant IRC +10420 has changed from F8Ia to A5Ia in just 20 yr (Klochova et al. 1997; Oudmaijer et al. 1996; Oudmaijer 1998). Humphreys et al. (2002) showed, however, that the wind in this source is optically thick, suggesting that the apparent spectral type changes are due to variations in the wind rather than to interior evolution.

Although it is thought that, during the red and yellow phases, these heavy stars eject as much as one half of their initial mass (e.g. Maeder & Meynet 1988; de Jager 1998), only two YHGs, IRC +10420 (=IRAS 19244+1115) and AFGL 2343 (=IRAS 19114+0002 = HD 179821) are known to have very heavy circumstellar envelopes (CSEs). Those CSEs were

detected in molecular line emission, dust-scattered light and IR emission (see Hawkins et al. 1995; Meixner et al. 1999; Bujarrabal et al. 1992; Humphreys et al. 1997; Neri et al. 1998; Bujarrabal et al. 2001; Castro-Carrizo et al. 2001).

Recent results from Castro-Carrizo et al. (2007) show that these circumstellar envelopes have several solar masses, very high expansion velocities ($\sim 35 \text{ km s}^{-1}$), and that such an environment was formed in the last ~ 6000 yr. The envelope properties there found are compatible with a mass loss driven by radiation pressure. However, in the case of IRC +10420 the existence of infalling material suggests that other processes are also present in the inner parts of the envelope (Humphreys et al. 2002). Other properties of these molecular shells, like their chemical composition, have not been well studied.

This paper is devoted to the study of the chemistry in the envelopes around IRC +10420 and AFGL 2343. We have observed rotational lines of several molecules and, in particular, we compare the line intensities and molecular abundances found in these objects with those of AGB CSEs and protoplanetary nebulae (PPNe).

Both IRC +10420 and AFGL 2343 have very probably O-rich chemistry, in view of their OH maser emission (Likkel 1989; Reid et al. 1979; among evolved objects, only O-rich stars are found to emit in OH masers), silicate-rich circumstellar grains (e.g. Molster et al. 2002) and C-poor atmospheric composition (Klochova et al. 1997; Thévenin et al. 2000).

* Based on observations carried out with the IRAM Pico Veleta 30 m telescope. IRAM is supported by INSU/CNRS (France), MPG (Germany) and IGN (Spain).

** Appendix A is only available in electronic form at <http://www.aanda.org>

Table 1. Program stars. References: (H) Hipparcos, (1) Jones et al. (1993), (2) Bujarrabal et al. (1994a), (3) Skinner et al. (1998), (4) Jourdain de Mouizon et al. (1990).

Name	Observation $\alpha(2000)$	coordinates $\beta(2000)$	V_{LSR} (km s ⁻¹)	D (kpc)	Comments
AFGL 2343	19 13 58.6	00 07 32	98	5.6 ^H	Yellow hypergiant
IRC +10420	19 26 48.0	11 21 17	76	5 ¹	Yellow hypergiant
IRC +10216	09 47 57.4	13 16 44	-26	0.2 ²	C-rich AGB star
CRL 2688	21 02 18.8	36 41 38	-35	1.2 ³	C-rich PPN
NGC 7027	21 07 01.6	42 14 10	26	1 ⁴	C-rich Young PN
RX Boo	14 24 11.6	25 42 13	-2	0.2 ²	O-rich AGB star
TX Cam	05 00 50.4	56 10 53	9	0.35 ²	O-rich AGB star

Castro-Carrizo et al. (2007) argued that AFGL 2343 was a YHG rather than a PPN as proposed by Josselin & Lèbre (2001). As we will see, our molecular data confirm this, since the molecular line properties of these objects are quite similar and significantly different from those usual in both PPNe and AGB stars. On the other hand, the nature of IRC +10420 is well known (see Jones et al. 1993; Oudmaijer et al. 1996). Our data will be used, in general, to determine the main chemical properties of the envelopes surrounding IRC +10420 and AFGL 2343.

2. Observations

We have used the IRAM 30 m telescope, at Pico Veleta (Spain), to observe mm-wave molecular lines in the yellow hypergiants IRC +10420 and AFGL 2343. The observed lines are:

- In the 3 mm band: C¹⁸O $J = 1-0$, HCN $J = 1-0$, H¹³CN $J = 1-0$, SiO $J = 2-1$, ²⁹SiO $J = 2-1$, CS $J = 2-1$, CN $N = 1-0$, SiS $J = 5-4$, SO $J_K = 2_2-1_1$, HC₃N $J = 10-9$, HNC $J = 1-0$, and HCO⁺ $J = 1-0$.
- In the 2 mm band: SiO $J = 3-2$ and CS $J = 3-2$.
- In the 1 mm band: C¹⁸O $J = 2-1$, HCN $J = 3-2$, SiO $J = 5-4$, ²⁹SiO $J = 5-4$, CS $J = 5-4$, CN $N = 2-1$, SiS $J = 15-14$, HNC $J = 3-2$, and HCO⁺ $J = 3-2$.

In order to compare the line properties in these sources with those in other evolved circumstellar envelopes, we have also observed the O-rich AGB stars RX Boo and TX Cam, the C-rich AGB star IRC +10216, the C-rich PPN CRL 2688, and the young C-rich PN NGC 7027.

The coordinates of the star and some stellar properties of the program stars are summarized in Table 1. In IRC +10216 and CRL 2688, that are intense emitters, some other lines also appeared within the simultaneous receiver bands of the above lines.

Our observations were performed in June 2000. SIS 3, 2, and 1 mm receiver bands were used, often simultaneously. The receivers were tuned always in SSB mode. From frequent pointing measurements, we expect errors $\sim 3''$. The spatial resolution is $12-13''$ at 1.3 mm (taking into account the effects of pointing errors) and $22-26''$ at 3 mm. Beam efficiencies ranged between ~ 0.75 at 3 mm wavelength and ~ 0.5 at 1 mm.

The data presented here are calibrated in units of main beam Rayleigh-Jeans-equivalent antenna temperature, T_{mb} , using the chopper-wheel method by observing hot (ambient) and cold loads (liquid nitrogen). The atmospheric conditions were good, with zenith opacities $\lesssim 0.2$ at $\lambda = 1$ mm. In addition, some results were compared with previous observations by Bachiller et al. (1997a,b), Bujarrabal et al. (1994a), and the catalog of standard line intensities for the 30 m telescope (Mauersberger et al. 1989) in order to improve calibration. From the comparison between

our different spectra and with respect with previous data, we expect calibration uncertainties of about 20%.

The detected spectra in our main sources, IRC +10420 and AFGL 2343, are shown in Figs. 1 and 2. Note that, in the case of CN $N = 2-1$, only the two main groups of line components were observed, corresponding to $J = 5/2-3/2$ and $J = 3/2-1/2$. In Figs. A.1–A.7 (in electronic version only) we present the spectra of the other observed sources: CRL 2688, NGC 7027, RX Boo, TX Cam and IRC +10216. As baseline profile, only straight lines were subtracted.

3. Observational results

We have obtained molecular line data of two YHGs, IRC +10420 and AFGL 2343, as well as for other sources, see Table 1.

In Table 2 we show a summary of the new observational results: peak intensity (K), rms noise and profile area (K km s⁻¹). These parameters were in most cases calculated for a spectral resolution of 1 MHz for the 3 mm lines and of 2 MHz for the 2 mm and 1 mm lines. The actual observations were performed with various spectrometers, whose resolutions were degraded if necessary to calculate these parameters. The upper limits are $5-\sigma$ level, calculated as follows: $\text{Integrated Area} < 5\sigma \Delta V / \sqrt{N}$, being σ the rms noise for the observed spectrum, ΔV the equivalent velocity width, and N the number of channels within this velocity width. For the calculation of ΔV in the case of CN, we take the equivalent width of CN in IRC +10216 (Bachiller et al. 1997b) as the sum of the areas of all the hyperfine transitions divided by its T_{mb} . This CN equivalent width of IRC +10216 is renormalized multiplying it by the ratio between ΔV for ¹³CO $J = 2-1$ in the star for which the limit is being calculated and ΔV for ¹³CO in IRC+10216.

We have also considered the observations of various molecules from Bujarrabal et al. (1994a) and Bujarrabal et al. (1992), ¹³CO $J = 1-0$ and $2-1$ data from Bujarrabal et al. (2001), CN $N = 1-0$ and $2-1$ data from Bachiller et al. (1997b), and HCO⁺ $J = 1-0$ data from Bachiller et al. (1997a), Sánchez Contreras et al. (1997), and Lucas & Guélin (1990). Note the interest of using data obtained with the same telescope, the IRAM 30 m dish, in order to better interpret the line ratios. Taking into account data from the sources in these papers, the total sample of objects which data are used in our analysis, together with the YHGs, is:

O-rich AGB stars and red supergiant stars (RSGs): RX Boo, TX Cam, R Cnc, RS Cnc, VY CMa, R Cas, α Cet, NML Cyg, W Hya, R Leo, VX Sgr, IK Tau, RT Vir, IRC–10529, IRC +10011, OH 26.5+0.6, OH 44.8-2.3.

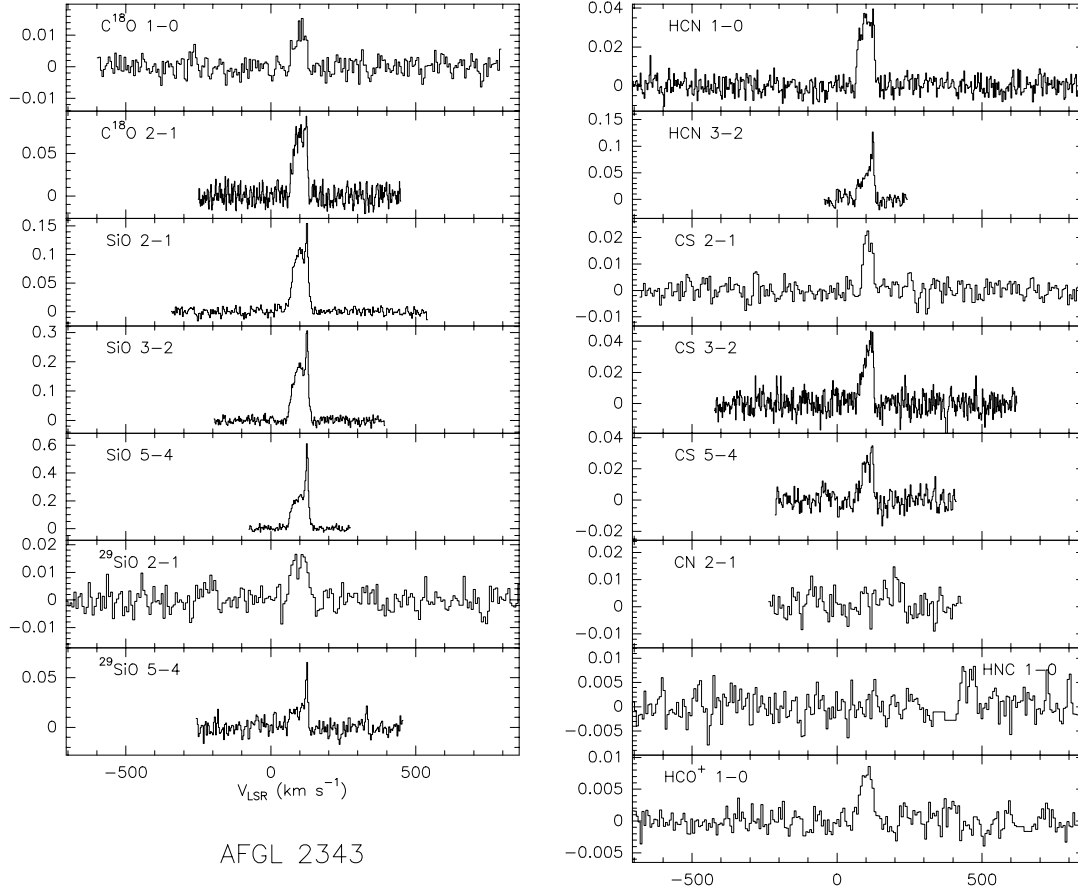


Fig. 1. Observed spectra towards AFGL 2343. The intensity scale is given in units of main-beam brightness temperature (K).

C-rich AGB stars: LP And, UU Aur, U Cam, Y CVn, S Cep, V Cyg, UX Dra, V Hya, CIT-6, CRL 865, CRL 3068, IRC – 10236, IRC +10216, IRC +20370, IRC +30374, IRC +60144.

O-rich PPNe: OH 17.7-2.0, OH 231.8+4.2, IRAS 17436+5003.

C-rich PPNe: CRL 618, CRL 2688, NGC 7027, IRAS 07134+1005, IRAS 19500-1709.

Note that the RSGs VY CMa, NML Cyg, and VX Sgr are also included, but very few data on them are available. From the point of view of the line intensity ratio comparison, and also due to the lack of data for these objects, both RSGs and O-rich AGBs behave in a similar way. Also, NGC 7027, a C-rich young PN, is considered in the following discussion as a PPNe.

3.1. Line intensity comparison

In order to compare the molecular emission in YHGs with that of other CSEs, we have represented in Figs. 3 to 5 integrated intensities of several pairs of relevant lines. Open symbols represent O-rich objects, and filled symbols C-rich objects. Squares and triangles respectively represent detections and limits for the AGB stars (AGBs). The RSGs are plotted as O-rich AGBs with

thicker symbols. Four-peak asterisks and three-peak asterisks represent, respectively, detections and limits for PPNe. These polygons with three vertices have one of them pointing leftwards or downwards, indicating for which transition we have a limit. Objects with limits for the two represented lines are not plotted. For the YHGs, a five-peak open asterisk represents AFGL 2343, a six-peak asterisk is used for IRC +10420, and the limits are represented by an arrow from the center of the symbol. To make the comparison easier with the other objects, straight lines (hereafter average lines) represent the points with a ratio equal to the geometric average of the profile area ratios for the two YHGs.

In Fig. 3 we show ratios between integrated line intensities for ^{13}CO and other abundant molecules. In Figs. 4 and 5 we show line ratios between pairs of molecules other than ^{13}CO . In Fig. 3 we can see that, in general, AFGL 2343 and IRC +10420 lay in significantly different regions of the diagrams. For IRC +10420 these line ratios are comparable to these typical in O-rich AGB stars. For AFGL 2343, however, they are weaker by factors ranging between ~ 2 and 10. On the other hand, in Figs. 4 and 5 both YHGs fall very close to the average line and to the region of the diagrams occupied by O-rich AGB stars, and their line ratios are clearly different from those of C-rich stars and PPNe. The situation of AFGL 2343 in Fig. 3 could be due to an overabundance in ^{13}CO , an underabundance

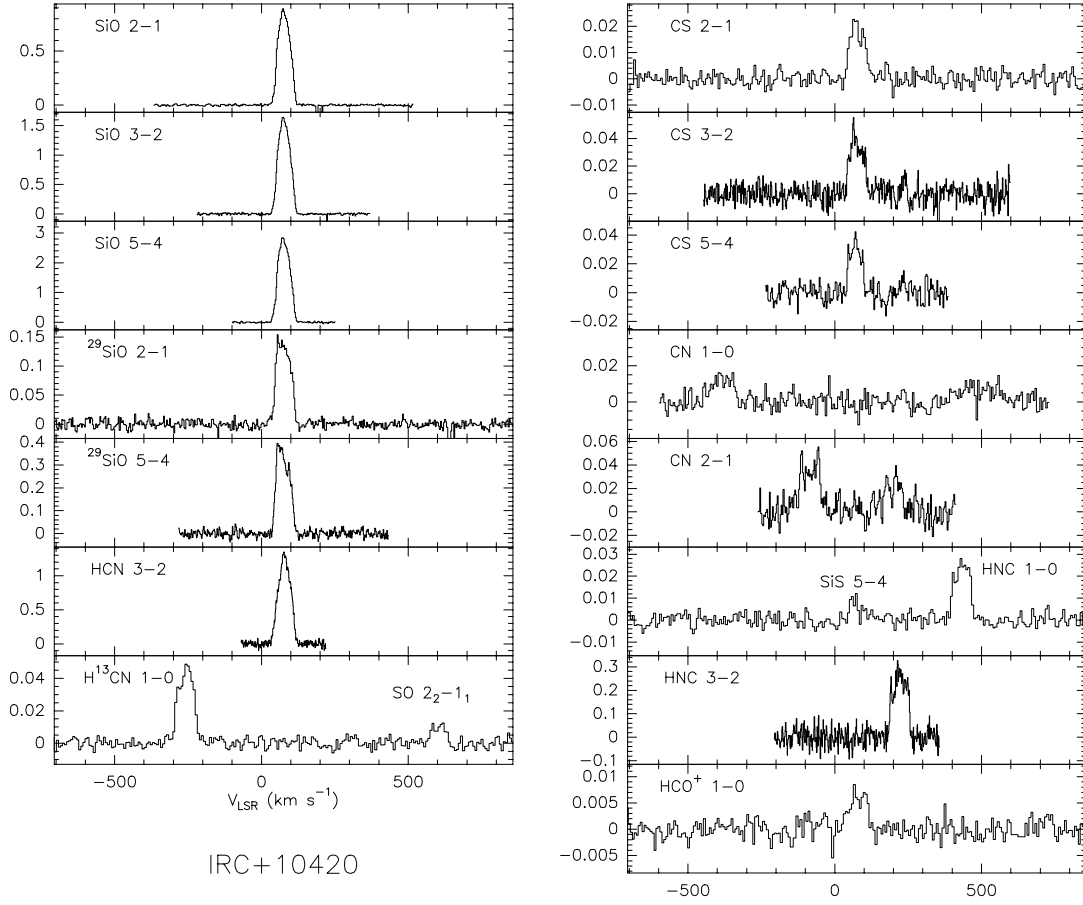


Fig. 2. Observed spectra towards IRC +10420. The intensity scale is given in units of main-beam brightness temperature (K).

of the rest of the molecules, or to a small mass of the emitting regions for these molecules. Note that, for optically thin lines, the ratio of the profile areas depends on the abundance of the molecule and the mass of the emitting region. We can conclude from these diagrams that the YHGs show, as expected, O-rich chemistry similar to that of the O-rich AGB stars.

The relative weakness of most molecular lines with respect to ^{13}CO in AFGL 2343 is particularly noticeable for ^{28}SiO , ^{29}SiO , HCN, CN and HNC. The $^{28}\text{SiO}/^{13}\text{CO}$ intensity ratio in AFGL 2343 is similar to that of PPNe, and lower than those ratios obtained for AGBs, O-rich or C-rich. We also confirm the previously-reported low SiO intensity in PPNe.

The HCN intensity of AFGL 2343, relative to ^{13}CO , lays under all O-rich AGBs. The HNC/ ^{13}CO and CN/ ^{13}CO line intensity ratios in this source are the lowest among all sources in our sample in which HCN or CN is detected.

To go a step further in the comparison between the molecular line intensity in these kinds of stars, we will now use profile areas corrected for distance. In general, for the same intrinsic luminosity, the observed brightness intensity of sources at different distances from the observer follows a $\sim D^{-2}$ law, where D is the distance. Multiplying the intensities obtained by D^2 , in kpc, we set, in some way, all the stars at the same distance of 1 kpc. The distances for the YHGs were taken from de Jager (1998) in the

case of IRC +10420, and from Hipparcos parallax measurements for AFGL 2343, which, despite of its low accuracy, is compatible with the luminosity of a YHG. For the rest of stars the distances are given in Table 1 or were taken from Bujarrabal et al. (1994a).

The result of the distance correction is presented in Fig. 6, for the following representative transitions for each chemistry type: SiO $J = 2-1$ (O-rich) and $J = 3-2$, HCN $J = 1-0$ and HNC $J = 1-0$ (C-rich), all versus ^{13}CO . We found, in order of increasing line intensities, first the AGBs, then PPNe, and finally the YHGs. This difference is higher in the case of SiO, an O-bearing molecule, than for HCN and HNC, which are C-bearing. The reason for this behavior is that, as we have seen, the YHGs show O-rich chemistry.

We note that, although the use of distance corrected areas shows a difference between YHGs and the other objects, it depends directly on the quality of the distance determination. If, as claimed by Josselin & Lèbre (2001), the distance for AFGL 2343 is smaller than that used here, it would lay in the AGB or PPN region of the diagrams in Fig. 6.

3.2. Line widths

The equivalent velocity width, ΔV , provides an independent comparison between YHGs, AGBs and PPNe. We have used as

Table 2. Peak T_{mb} , rms noise, and integrated area from our observations. The resolution is 2 MHz for the 1 mm and 2 mm data, and 1 MHz for the 3 mm data. *: 2 MHz resolution. **: 4 MHz resolution. ~: Tentative detection. ^{13}CO data from Bujarrabal et al. (2001).

Line		AFGL 2343	IRC +10420	IRC +10216	CRL 2688	NGC 7027	RX Boo	TX Cam
$^{13}\text{CO } J = 1-0$	peak \pm sigma (K)	0.271 ± 0.007	0.10 ± 0.01					
	area (K km s^{-1})	14.15	6.12					
$^{13}\text{CO } J = 2-1$		1.0 ± 0.04	0.47 ± 0.024	4.2 ± 0.15	2.9 ± 0.07		0.15 ± 0.06	0.22 ± 0.06
		50.3	26.2	83.3	87.7		1	5.5
$\text{C}^{18}\text{O } J = 1-0$		0.015 ± 0.004			0.07 ± 0.01			
		0.52	<0.29		2.6	<0.6		
$\text{C}^{18}\text{O } J = 2-1$		0.08 ± 0.008			0.40 ± 0.02	0.06 ± 0.02		
		3.8	<0.29		12.4	1.3		
$\text{SiO } J = 2-1$		0.15 ± 0.005	0.9 ± 0.007		0.08 ± 0.02			
		6.4	44.2		3.4	<0.68		
$\text{SiO } J = 3-2$		0.27 ± 0.007	1.6 ± 0.009		0.26 ± 0.03			
		11.7	80		8.3	<0.82		
$\text{SiO } J = 5-4$		0.59 ± 0.014	2.8 ± 0.02	7.4 ± 0.3	0.35 ± 0.06		5.22 ± 0.06	2.45 ± 0.03
		17.5	139	183	16	<1.26	56.7	53
$^{29}\text{SiO} J = 2-1$		0.016 ± 0.005	0.145 ± 0.006	0.2 ± 0.04			0.238 ± 0.007	
		0.95	8.4	5.9	<0.8	<0.9	3.2	
$^{29}\text{SiO} J = 5-4$		0.064 ± 0.007	0.38 ± 0.01	$0.5 \pm 0.15^{**}$			1.2 ± 0.05	0.32 ± 0.024
		1.5	20	12	<1	<1.1	12.8	6.4
$\text{SO } J = 2_2-1_1$			$0.012 \pm 0.002^*$					0.023 ± 0.007
			0.63		<1.1	<1.1		0.52
$\text{HCN } J = 1-0$		0.036 ± 0.004			6 ± 0.014			
		1.9			170			
$\text{HCN } J = 3-2$		0.13 ± 0.01	1.3 ± 0.02		13 ± 0.06	1.9 ± 0.045		
		3.3	65.4		400	46		
$\text{H}^{13}\text{CN } J = 1-0$			0.047 ± 0.004		2.18 ± 0.03			0.037 ± 0.006
			3.04		63.7	<1.1		1.1
$\text{HC}_3\text{N } J = 10-9$					1.36 ± 0.01			
		<0.23	<0.26		42	<0.62		
$\text{CS } J = 2-1$		0.023 ± 0.004	0.023 ± 0.004	7 ± 0.04	0.97 ± 0.02			
		0.72	1.2	174.3	29	<0.73	<0.38	
$\text{CS } J = 3-2$		0.04 ± 0.004	0.045 ± 0.004		1.93 ± 0.02			
		1.54	2.2		57.3	<0.9		
$\text{CS } J = 5-4$		0.034 ± 0.006	0.042 ± 0.007		2.03 ± 0.015			
		1.16	1.64		60.0	<1.6		
$\text{SiS } J = 5-4$			$0.011 \pm 0.003^*$		0.2 ± 0.01			
		<0.23	0.37		5.3	<0.62		
$\text{SiS } J = 15-14$					0.45 ± 0.08			
		<1	<1.4		15	<2.55		
$\text{CN } J = 1-0$			$0.016 \pm 0.004^*$		2.1 ± 0.036	0.46 ± 0.02		
		<0.31	2.6		153.4	32.50	<0.29	
$\text{CN } J = 2-1$		$\sim 0.012 \pm 0.004^{**}$	0.05 ± 0.009		3.9 ± 0.2	1.3 ± 0.03		
		~ 0.67	4.6		192.7	88.2	<0.21	
$\text{HNC } J = 1-0$		0.008 ± 0.003	0.026 ± 0.004		0.77 ± 0.01	$\sim 0.03 \pm 0.01^*$		
		0.31	1.7		22.4	~ 0.93		
$\text{HNC } J = 3-2_{\text{s}}$			0.28 ± 0.03		3.4 ± 0.08			
		<1	15.6		109.4	<2.7		
$\text{HCO}^+ J = 1-0$		0.008 ± 0.002	$0.007 \pm 0.002^*$		$0.03 \pm 0.005^*$	1.34 ± 0.01		
		0.4	0.48		0.86	29.4	<0.12	<0.23
$\text{HCO}^+ J = 3-2$					0.15 ± 0.045	3.2 ± 0.09		
		<1	<0.9		5.9	92		

reference line $^{13}\text{CO } J = 1-0$, for which we measured ΔV for all objects.

The mean values found are:

AGBs: $\Delta V = (22 \pm 9) \text{ km s}^{-1}$.

PPNe: $\Delta V = (29 \pm 9) \text{ km s}^{-1}$.

YHGs: $\Delta V = (53 \pm 3) \text{ km s}^{-1}$.

In Fig. 7 we show a histogram of the obtained equivalent line width. This statistical approach to ΔV in these evolved objects signalizes a major difference between YHGs and AGBs and PPNe. Note that this comparison is distance independent. This

result gives us another reason to claim that AFGL 2343 is probably a YHG.

Due to the lack of data for the RSGs we can not obtain an estimate of the equivalent width using this method. From $^{12}\text{CO } J = 2-1$ line data (Cernicharo et al. 1997) a main value of 55 km s^{-1} is found for RSGs, similar to that of YHGs. This is a confirmation of the evolutionary connection between these objects (see e.g. de Jager 1998).

Note that, for many PPNe, the lines show a core (region with low velocity) and wings (high velocity). The emission in the

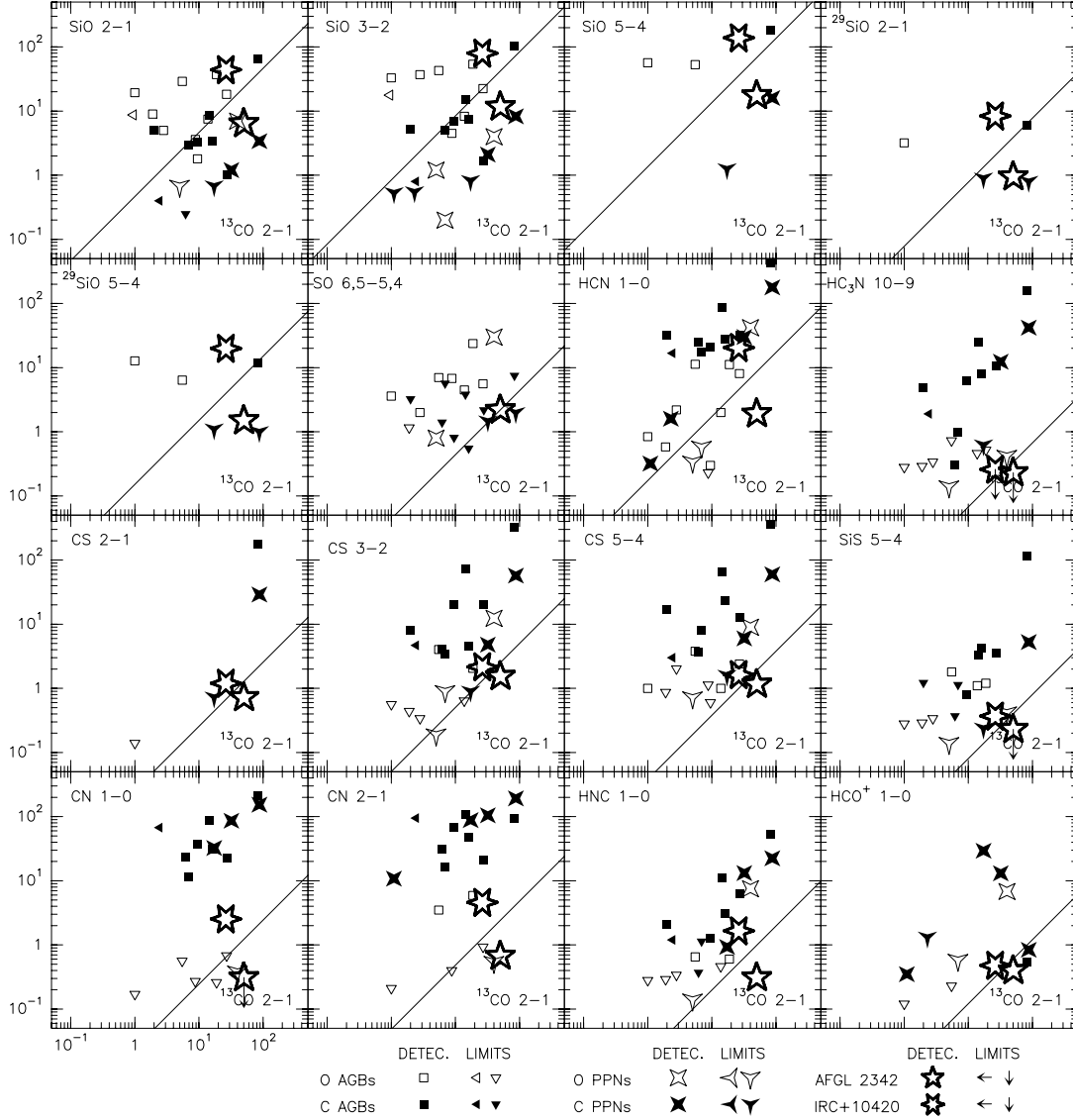


Fig. 3. Profile area diagrams showing some representative line transitions versus $^{13}\text{CO } J = 2-1$.

profile wings comes from regions with a high expansion velocity, even larger than 100 km s^{-1} (see e.g. Bujarrabal et al. 2001), but weaker than that of the profile core. The equivalent width is therefore dominated by the core region and it is not very large. In any case, the shape of the line profiles in PPNs is very different from that of AFGL 2343 and IRC+ 10420, which do not show wings (see Figs. 1 and 2).

4. Abundances

4.1. Abundance estimate method

The formulation used to calculate the abundances from the measured intensities is similar to that used by Bujarrabal et al. (2001). We suppose that the populations of all the rotational

levels can be described by a single temperature T_{rot} . We do not assume optically thin emission. The abundance of a molecule can be estimated from the equation:

$$X = \ln \left[\frac{1}{1 - \frac{T_{\text{mb}}}{S(T_{\text{rot}})} \frac{\Omega_{\text{B}}}{\Omega_{\text{S}}}} \right] \frac{8\pi\nu_0^3 Q}{c^3 g_u A} \frac{e^{E_l/kT_{\text{rot}}}}{(1 - e^{-h\nu_0/kT_{\text{rot}}})} \times \frac{\Omega_{\text{S}} D^2 m(\text{H}_2)}{M} \Delta V, \quad (1)$$

where X is the fractional abundance, Q is the partition function, Ω_{B} is the HPBW beam size, Ω_{S} is the size of the source, ΔV is the equivalent line width of the emission (in cm s^{-1}), g_u is the degeneration of the upper state, A is the Einstein coefficient, E_l is the energy of the lower state of the transition, and M is the mass

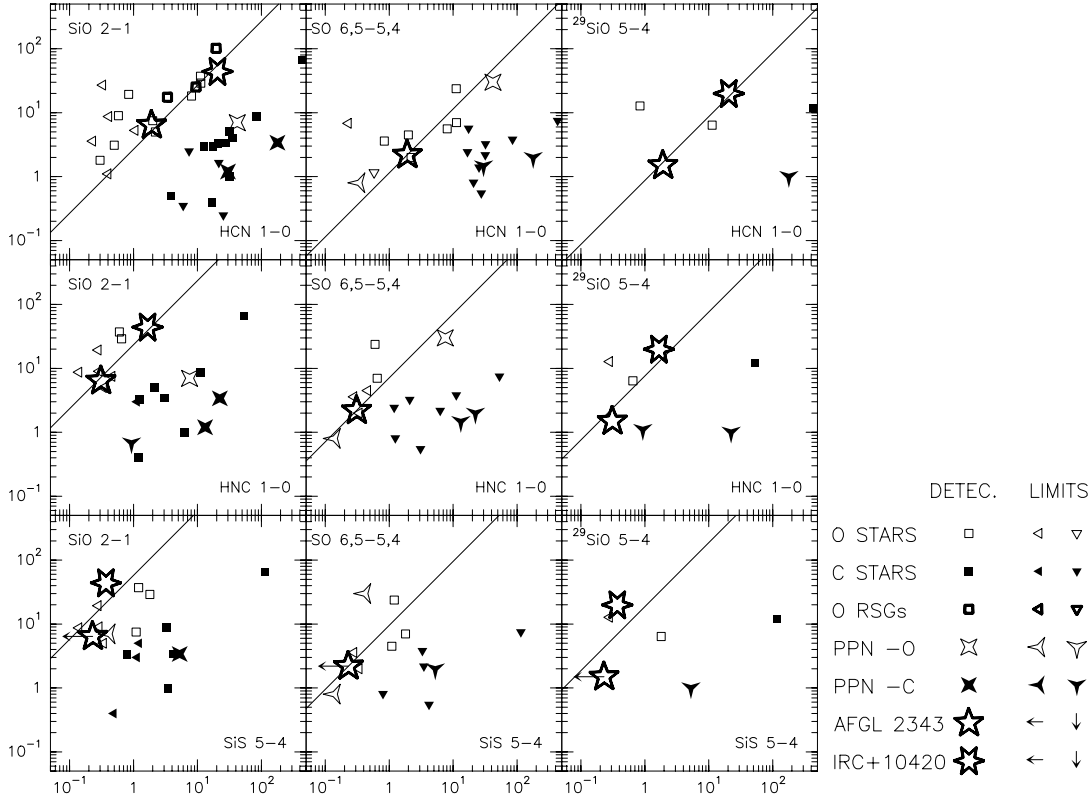


Fig. 4. Profile area diagrams for some pairs of transitions of O-rich molecules versus some of C-rich ones.

of the emitting gas. For linear molecules, $E_l = hB_o J_l(J_l + 1)$, where B_o is the rotational constant. Note that, in general, the source is much smaller than the beam and the lines are optically thin, therefore the abundance does not depend on Ω_S .

In Eq. (1) the logarithm term appears to account for optically thick emission. However this approximation is only useful for moderate opacities, τ . For values of the optical depth larger than ~ 2 , the results become too strongly affected by observational and model uncertainties. In other words, for high τ , the emission will only come from the external layers of the envelope, since we are unable to detect the emission from the inner zones, and the derived abundance will just be a lower limit. So, when our calculations indicate an optical depth larger than 2, we just give the value corresponding to $\tau = 2$ as the lower limit to the abundance (this happens for all the transitions of SiO, ^{29}SiO , and HCN in IRC+10420). We also note that this expression becomes merely approximate for $\tau \gtrsim 1$, since we use mean values of τ within the profile to avoid the integral in the observed velocity.

Due to the low values of T_{rot} we found (see below), we decided to numerically calculate the partition function with high accuracy, rather than to use approximations. The sum was pursued until the next term had reached a very low tolerance level. In the case of SO, Q was calculated using the energy levels given by Omont et al. (1993).

CN has fine and hyperfine structure (see Figs. 1 and 2). In order to simplify the calculation of Q , we reduce this case to a two N -level system by recombination of their Einstein coefficients.

$$A_{ul} = \frac{1}{\sum_u g_u} \sum_{\alpha', \alpha} g_u A_{u\alpha', l\alpha}. \quad (2)$$

This procedure can be safely used only for optically thin emission, where the relative intensity of each line is proportional to the Einstein coefficient, A .

The radius of the molecule-rich nebulae around AFGL 2343 and IRC+10420 are taken from results from interferometric CO maps by Castro-Carrizo et al. (2007). We will assume that the ^{13}CO emission extends as far as ^{12}CO , while the emission from the rest of the molecules is supposed to come from the densest part of the shell. In fact, in the case of IRC+10420, the SiO emission is known to appear in this dense region (Castro-Carrizo et al. 2001). The mass of the emitting region is also derived from the results obtained by Castro-Carrizo et al. (2007). These data are summarized in Table 3.

We estimate T_{rot} from the line intensity ratio for the molecules in which we have observed more than one transition. Sometimes, the value of T_{rot} found in this way was slightly lower than the observed brightness temperature, after correcting the observed T_{mb} for the dilution factor, Ω_S/Ω_B . In these cases, we imposed T_{rot} to be equal to the brightness temperature.

For the molecules with only one observed transition or with only one detection, we took an average rotational temperature,

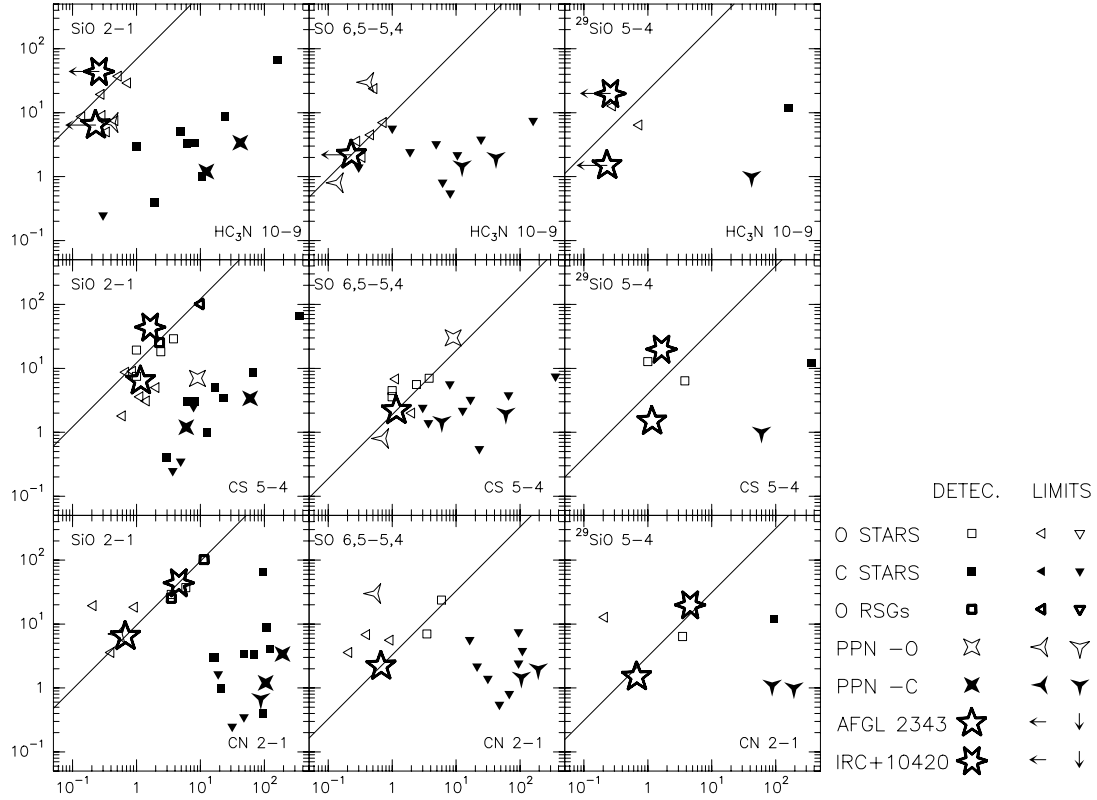


Fig. 5. Same as Fig. 4 for other pairs.

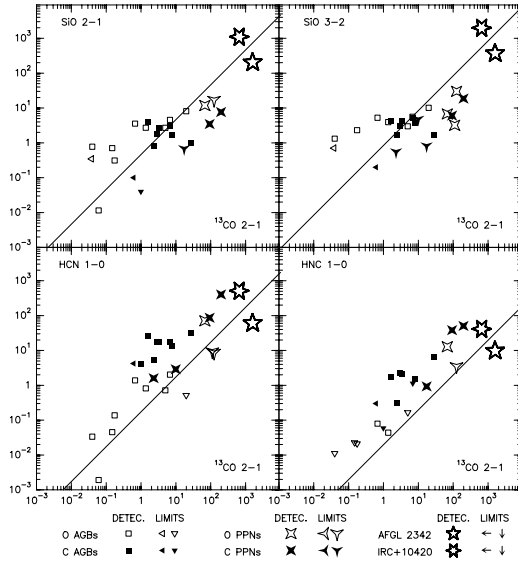


Fig. 6. Distance-corrected profile areas diagram for some representative lines versus $^{13}\text{CO } J = 2-1$.

which was found to be ~ 10 K for AFGL 2343 and ~ 11 K for IRC+10420. In some cases, where we have a limit for the

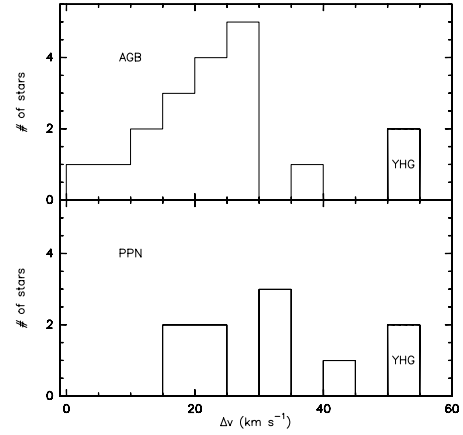


Fig. 7. Histogram of the profile equivalent line width. Upper panel shows the comparison between AGBs and YHGs. Lower panel refers to PPNs versus YHGs.

transition with the highest J , we obtained that the upper limit to the abundance from the non-detection is lower than the abundance derived from the detected line, using the mean T_{rot} . In this case, we decrease the rotational temperature until both values of the abundances derived are equal, being an upper limit for T_{rot} .

4.2. Abundance results

We present the results of our abundance calculations in Table 4. We also show the derived rotational temperatures. The temperatures are systematically higher for the molecules that show high optical depths, as expected when the excitation temperatures are lower than the kinetic temperature.

We deduce the mean densities for the CO emitting region from the data in Table 3: $n \sim 5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ for AFGL 2343, and $n \sim 8 \times 10^2 \text{ cm}^{-3}$ for IRC+10420. The mean densities derived for the emitting regions of the other molecules are $n \sim 4 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ for AFGL 2343 and $n \sim 2 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ for IRC+10420. These relatively low densities are compatible with the idea that most lines, except in particular those of CO, should be underexcited.

AFGL 2343 shows a general underabundance in all the molecules but ^{13}CO . The abundances of molecules other than ^{13}CO are in general more than ten times higher in IRC+10420 than in AFGL 2343. AFGL 2343 shows an abundance of ^{13}CO comparable to that typical of AGB stars, while this abundance in IRC+10420 is higher by a factor 2.

The emission of molecules in AFGL 2343, apart from ^{13}CO , could come from a region smaller than that assumed here (Sect. 4.1), containing significantly less mass. This would result in an increase in the derived molecular abundances (in that region) for AFGL 2343. In fact the emission of such species in AGB envelopes usually comes from regions at a distance from the star of several 10^{16} cm, although the SiO emission from IRC+10420 is confirmed to appear at a distance of about 10^{17} cm. We note the difference in the assumed radii of the dense region for both stars (see Table 3), being that of AFGL 2343 twice that of IRC+10420.

4.3. Comparison with previously published results

With the results in Table 4, we are able to compare the abundances here calculated with other published results for YHGs, like those obtained in Bujarrabal et al. (1994a) and Bachiller et al. (1997b). In these papers the distance assumed for IRC+10420 is 3.4 kpc and for AFGL 2343 is 6 kpc. To compare the results of the abundance calculations first we must correct for the effects of the different assumed distances.

The average difference is ~ 20 for IRC+10420 and around ~ 300 for AFGL 2343. In order to find out the origin of these discrepancies we must focus on the assumptions made in the different calculations. Both Bujarrabal et al. (1994a) and Bachiller et al. (1997b) used the same method, assuming optically thin emission. In fact, Eq. (1), here used to calculate abundances, would become that used by Bujarrabal et al. (1994a,b) and Bachiller et al. (1997b) if we assume, as in those papers, optically thin emission and a negligible background temperature ($T_{\text{bg}} \sim 0$). For those cases with optically thin emission, the differences in the calculations can only be due to the assumed values of the emitting mass and of T_{rot} . For optically thick cases, the differences also depend on the source size and opacity.

In Table 5 we can see the radii used and the masses obtained for the emitting regions by Bujarrabal et al. (1994a) and Bachiller et al. (1997b). The radii assumed by these authors for regions emitting in molecules other than CO in YHGs are significantly lower than the values obtained from PdB maps (Sect. 3), leading to smaller masses and, therefore, to higher abundances. Indeed, the discrepancies found in the abundances are almost fully explained by these differences in the masses adopted for the emitting region.

Table 3. Assumed radii and mass of the emitting regions, based on the ^{12}CO data from Castro-Carrizo et al. (2007).

Molecule	R_{in} (cm)	R_{out} (cm)	M (M_{\odot})	R_{in} (cm)	R_{out} (cm)	M (M_{\odot})
	AFGL 2343			IRC+10420		
^{13}CO	1×10^{15}	5×10^{17}	4.02	3×10^{16}	5.2×10^{17}	0.7
Others	1×10^{15}	2.5×10^{17}	3.31	3×10^{16}	1.24×10^{17}	0.24

Table 4. Mean abundances and rotational temperatures derived for AFGL 2343 and IRC+10420. ¹: forced to be equal to the average T_{rot} value. ²: T_{rot} imposed to be equal to brightness temperature. ³: from intensity upper limit; see text for details.

Line	$\langle X \rangle$ (AFGL 2343)	T_{rot} (K)	$\langle X \rangle$ (IRC+10420)	T_{rot} (K)
^{13}CO	2.6×10^{-5}	9	4.7×10^{-5}	10
C^{18}O	1.5×10^{-6}	20	$< 6.6 \times 10^{-6}$	11 ¹
CN	3.6×10^{-9}	6	3.8×10^{-7}	6
CS	8.3×10^{-9}	10	1.9×10^{-7}	9
H^{13}CN			2.9×10^{-7}	11 ¹
HC_3N	5.5×10^{-9}	10 ¹	5.7×10^{-8}	11 ¹
HCN	1.1×10^{-8}	7	$> 2.2 \times 10^{-6}$	36 ²
HNC	2.0×10^{-9}	$\leq 8^3$	1.6×10^{-7}	18
HCO^+	2.0×10^{-9}	$\leq 7^3$	2.7×10^{-8}	$\leq 6^3$
SiO	5.4×10^{-8}	11	$> 1.3 \times 10^{-5}$	79 ²
SiS	8.5×10^{-9}	10 ¹	1.5×10^{-7}	11 ¹
SO			1.6×10^{-6}	11
^{29}SiO	6.9×10^{-9}	8	$> 1.0 \times 10^{-6}$	15 ²

Table 5. Radii and mass of the emitting gas for each molecule used in Bujarrabal et al. (1994a) and in Bachiller et al. (1997b). *: Shell, $R_{\text{in}} = 3.1 \times 10^{16}$ cm.

Molecule	R_{out} (cm)	M (M_{\odot})	R_{out} (cm)	M (M_{\odot})
	AFGL 2343		IRC+10420	
^{13}CO	10^{17}	0.2	10^{17}	0.06
SiO	2×10^{15}	4.2×10^{-3}	2×10^{15}	1.2×10^{-3}
CN			1.1×10^{17} *	0.05
Other	10^{16}	0.02	10^{16}	6×10^{-3}

Another important factor in the abundance estimate is the rotational temperature. In Bujarrabal et al. (1994a,b), a T_{rot} of 20 K is assumed. The temperatures we found here are in most of the cases lower than 20 K. Bachiller et al. (1997b), however, estimate the rotational temperature from the ratio between CN $N = 2-1$ and $N = 1-0$ emission, and it is similar to the one obtained here for this molecular transition.

In some cases, the ratio between the abundances calculated here and those from the cited authors is lower than the ratio of the masses. This is explained by the difference in T_{rot} . Lower rotational temperatures lead to higher abundances in the case of transitions with a high J , like in the case of CS $J = 3-2$ and $J = 5-4$, which were the transitions used to calculate the abundance in Bujarrabal et al. (1994a).

4.4. Comparison with abundances in AGB stars

The relative abundances, X , determined here (see Table 4) must be compared with the standard abundances found in circumstellar envelopes (e.g. Bujarrabal et al. 1994a), in order to understand the differences between our YHGs and those.

The values of X found for IRC+10420 are in full agreement with those supposed for the O-rich CSEs, except for the high abundances obtained for ^{13}CO and HCN. In the case of ^{13}CO ,

this overabundance is a factor 2. Note that the value of X_{HCN} is affected by the opacity, as said in Sect. 4.1, therefore low abundances were found by Bujarrabal et al. (1994), who assumed low optical depths.

In AFGL 2343, except for ^{13}CO , the abundances are much lower (around 70 times on average) than the standard values for the CSEs around AGBs. As we mentioned in Sect. 4.2, such low abundances found in AFGL 2343 could be related to the extent of the circumstellar layer emitting in these molecular lines. In AFGL 2343, the region we assumed to be molecule rich is as extended as 2.5×10^{17} cm, but there is no observational confirmation of such a large extent. If the region at which molecules other than CO are abundant in this source is comparable to that of IRC +10420, then the emitting mass would be much smaller than the mass assumed in our abundance calculation ($\sim 0.05 M_{\odot}$, see mass estimates by Castro-Carrizo et al. 2007). This would yield molecular abundances in this region comparable to those usually found in molecule rich CSEs.

5. Conclusions

We observed several molecular transitions of a wide variety of species (see Sect. 2) in the yellow hypergiants (YHGs) AFGL 2343 and IRC +10420 as well as in several AGB stars and PPNe. Previously published observations were added to our sample, to obtain a better comparison between the properties of the different objects.

From the collected spectra, we have compared the ratios of the integrated area for several relevant pairs of lines in the YHGs with those in AGBs and PPNe. We find that the YHGs studied here show, as expected, O-rich chemistry. However, the emission of molecules other than ^{13}CO in AFGL 2343 is significantly weaker than that found for the O-rich AGBs and for IRC +10420.

The comparison of the ratios of the integrated profile areas corrected by distance has shown a clear difference between YHGs, whose emission is the more intense, and PPNe and AGB stars. Another difference, distance independent, appears when comparing equivalent line widths, which are much higher for YHGs than for the other evolved objects. At this respect, we note the absence of wings in the line profiles of AFGL 2343 and IRC +10420.

All this supports the idea that AFGL 2343 is a YHG rather than a PPN, as also deduced from CO maps (Castro-Carrizo et al. 2007).

We estimated the abundances of the different molecular species within the circumstellar envelopes of AFGL 2343 and IRC +10420 using the method described in Sect. 4.1. We assumed that molecular emission, apart from CO and its isotopes, comes from the innermost dense region found by Castro-Carrizo et al. (2007) and described in Table 3, which extends to several 10^{17} cm. Note that this extent is larger than that usually found for the same molecules in AGB stars. Dust shielding would prevent

photodissociation of these molecules in the further regions assumed for the YHGs. On the other hand, ^{13}CO line emission in AGB CSEs and PPNe usually extends as much as ^{12}CO emission; we recall that the ^{12}CO envelope in our sources has been mapped by Castro-Carrizo et al. (2007).

The abundance found for ^{13}CO in AFGL 2343 is comparable with that usual for AGBs, while that of IRC +10420 is larger by a factor of 2. The abundances of other molecules found in IRC +10420 are comparable, in general, to those of O-rich AGB stars, but those of AFGL 2343 are found to be around 40 times lower in average. These low abundances could be due to the fact that these molecules are in fact abundant only in an inner region with a relatively low mass.

Acknowledgements. This work has been supported by the Spanish Ministerio de Ciencia y Tecnología and European FEDER funds, under grants AYA2003-7584 and ESP2003-04957. The contribution of AC-C was supported by the 6th European Community Framework Programme through a Marie-Curie Intra-European Fellowship.

References

- Bachiller, R., Forveille, T., Huggins, P. J., & Cox, P. 1997a, *A&A*, 324, 1123
- Bachiller, R., Fuente, A., Bujarrabal, V., et al. 1997b, *A&A*, 319, 235
- Bujarrabal, V., Alcolea, J., & Planesas, P. 1992, *A&A*, 257, 701B
- Bujarrabal, V., Fuente, A., & Omont, A. 1994a, *A&A*, 285, 247
- Bujarrabal, V., Fuente, A., & Omont, A. 1994b, *ApJ*, 421, L47
- Bujarrabal, V., Castro-Carrizo, A., Alcolea, J., & Sánchez Contreras, C. 2001, *A&A*, 377, 868
- Castro-Carrizo, A., Lucas, R., Bujarrabal, V., Colomer, F., & Alcolea, J. 2001, *A&A*, 368, L34
- Castro-Carrizo, A., Quintana-Lacaci, G., Bujarrabal, V., Neri, R., & Alcolea, J. 2007, *A&A*, 465, 457
- Cernicharo, J., Alcolea, J., Baundry, A., et al. 1997, *A&A*, 319, 607
- de Jager, C. 1998, *ARA&A*, 8, 145
- Hawkins, G. W., Skinner, C. J., Meixner, M., et al. 1995, *ApJ*, 452, 314
- Humphreys, R. M. 1991, in *Wolf Rayet Stars*, ed. K. A. van der Hucht, & B. Hidayat (Kluwer), 485
- Humphreys, R. M., Smith, N., Davidson, K., et al. 1997, *ApJ*, 114, 2778
- Humphreys, R. M., Davidson, K., & Smith, N. 2002, *ApJ*, 124, 1026
- Jones, T. J., Humphreys, R. M., Gehrz, R. D., et al. 1993, *ApJ*, 411, 323
- Josselin, E., & Lèbre, A. 2001, *A&A*, 367, 826
- Jourdain de Muizon, M., Cox, P., & Lequeux, J. 1990, *A&AS*, 83, 337
- Klochova, V. G., Chentsov, E. L., & Panchuk, V. E. 1997, *MNRAS*, 292, 19
- Likkel, L. 1989, *ApJ*, 344, 350
- Lucas, R., & Guélin, M. 1990, in *Submillimetre Astronomy*, ed. G. D. Watt, & A. S. Webster (Kluwer), 97
- Maeder, A., & Meynet, G. 1988, *A&AS*, 76, 411
- Mauersberger, R., Guélin, M., Martín-Pintado, J., et al. 1989, *A&AS*, 79, 217
- Meixner, M., Ueta, J., Dayal, A., et al. 1999, *ApJS*, 122, 221
- Molster, F. J., Waters, L. B. F. M., Tielens, A. G. G. M., & Barlow, M. J. 2002, *A&A*, 382, 184
- Neri, R., Kahane, C., Lucas, R., Bujarrabal, V., & Loup, C. 1998, *A&AS*, 130, 1
- Omont, A., Lucas, R., Morris, M., & Guilloteau, S. 1993, *A&A*, 267, 490
- Oudmaijer, R. D., Groenewegen, M. A. T., Matthews, H. E., et al. 1996, *MNRAS*, 280, 1062
- Oudmaijer, R. D. 1998, *A&AS*, 129, 541
- Sánchez Contreras, C., Bujarrabal, V., & Alcolea, J. 1997, *A&A*, 327, 689
- Skinner, C. J., Meixner, M., & Bobrowsky, M. 1998, *MNRAS*, 300, 29
- Reid, M. J., Moran, J. M., Leach, R. W., et al. 1979, *ApJ*, 227, L89
- Thévenin, F., Parthasarathy, M., & Jasniewicz, G. 2000, *A&A*, 359, 138

Online Material

Appendix A: Spectra of other program stars

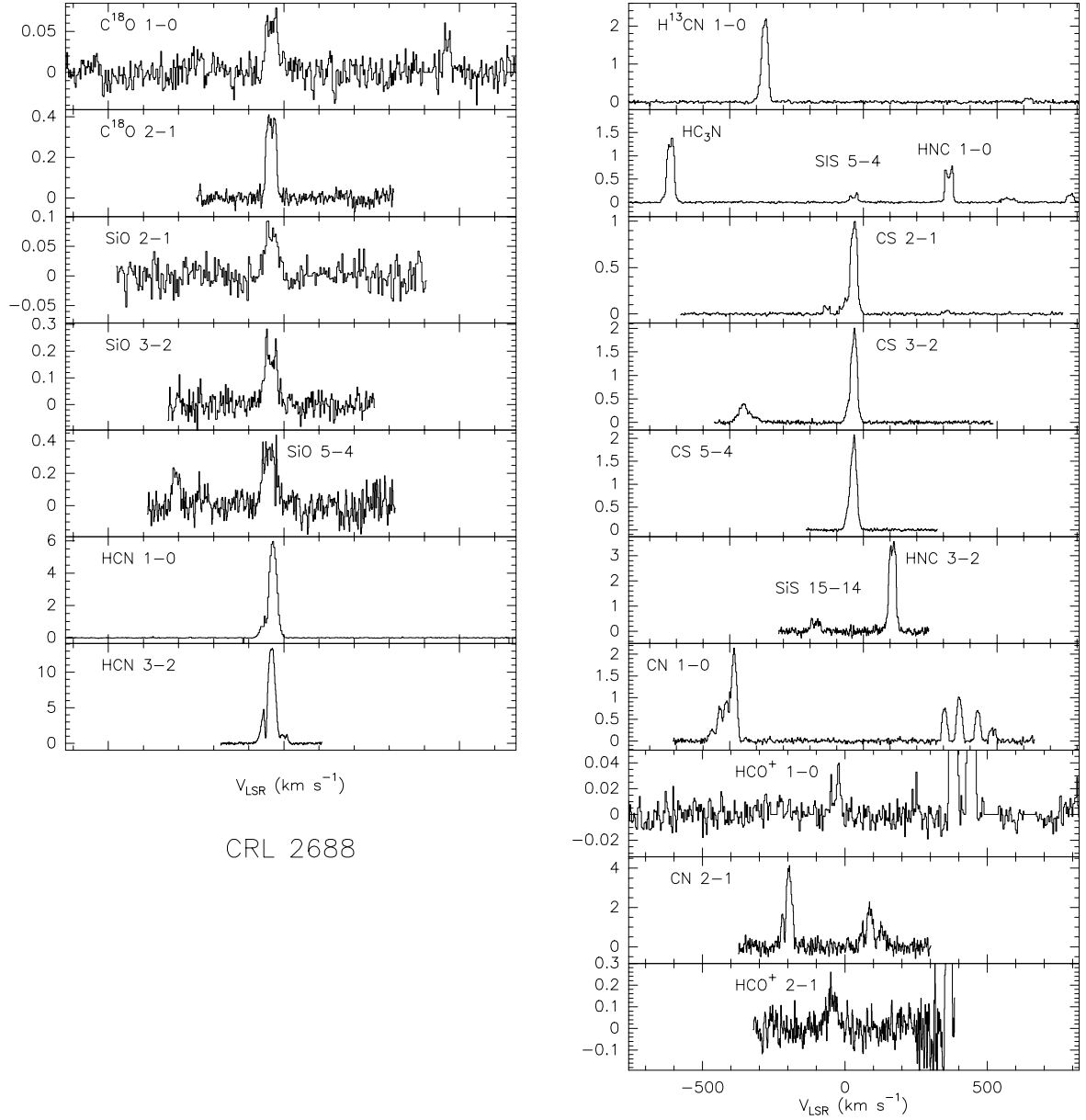


Fig. A.1. Observed spectra towards CRL 2688. The intensity scale is given in units of main-beam brightness temperature (K).

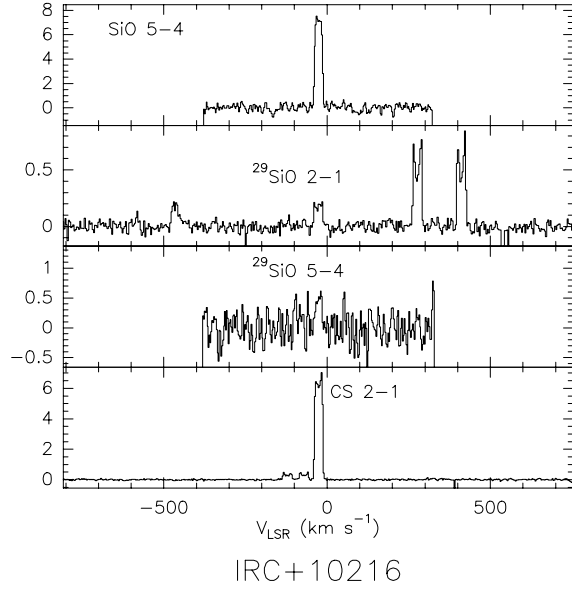
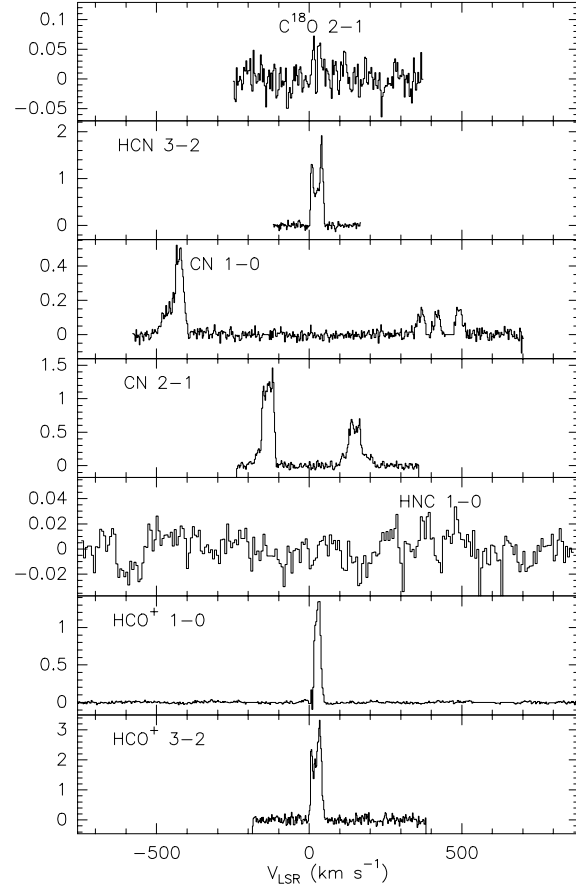
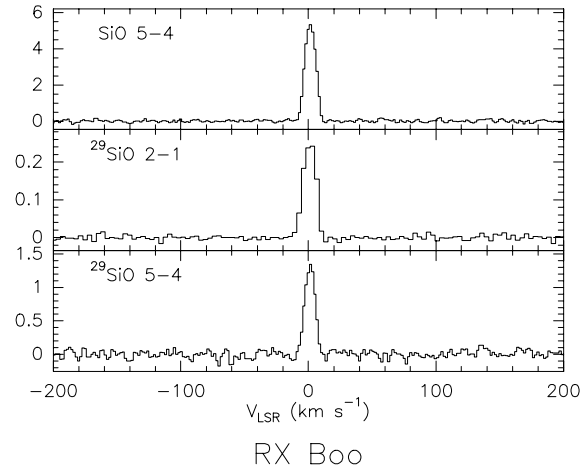


Fig. A.2. Observed spectra towards IRC+10216. The intensity scale is given in units of main-beam brightness temperature (K).



NGC 7027

Fig. A.3. Observed spectra towards NGC 7027. The intensity scale is given in units of main-beam brightness temperature (K).



RX Boo

Fig. A.4. Observed spectra towards RX Boo. The intensity scale is given in units of main-beam brightness temperature (K).

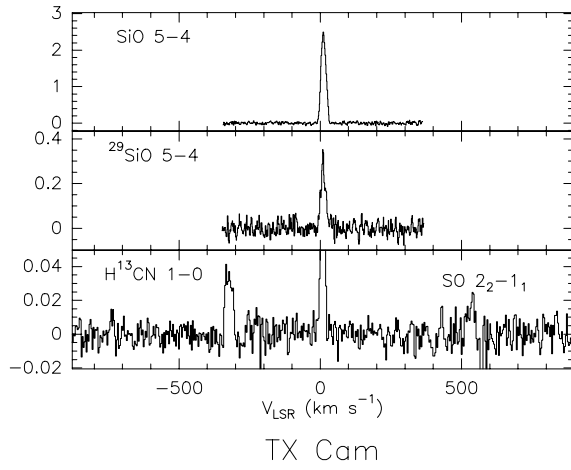


Fig. A.5. Observed spectra towards TXCam. The intensity scale is given in units of main-beam brightness temperature (K).

The structure and chemistry of the massive shell around AFGL 2343: ^{29}SiO and HCN as tracers of high-excitation regions \star

G. Quintana-Lacaci¹, V. Bujarrabal¹, and A. Castro-Carrizo²

¹ Observatorio Astronómico Nacional (IGN), Apdo. 112, E-28803 Alcalá de Henares, Spain
 e-mail: (g.quintana,v.bujarrabal)@oan.es

² Institut de RadioAstronomie Millimétrique, 300 rue de la Piscine, 38406 Saint Martin d'Hères, France
 e-mail: ccarrizo@iram.fr

Received 2008 / Accepted

ABSTRACT

Context. The yellow hypergiant stars (YHG) are very massive objects that are expected to pass through periods of intense mass loss during their evolution. Despite of this, massive circumstellar envelopes have been found only in two of them, IRC +10420 and AFGL 2343.

Aims. The envelopes around these objects and the processes that form them are poorly known. We aim to study the structure, dynamics and chemistry of the envelope around AFGL 2343.

Methods. We have obtained interferometric maps of the rotational lines $^{29}\text{SiO } J=2-1$, HCN $J=1-0$ and SO $J_K=2_2-1_1$ towards AFGL 2343. We have used an LVG excitation model to analyze the new observations and some previously published line profiles of AFGL 2343.

Results. The analysis of the observational data and the fitting results show the presence of a thin, hot and dense component within the previously identified CO shell. This component can be associated with recently shocked gas, but it could also be due to a phase of extremely copious mass loss. We suggest that this shell is the responsible for the whole ^{29}SiO emission and significantly contributes to the HCN emission. The presence of such a dense shell rich in SiO can be related with that previously found for IRC +10420, which was also suggested to result from a shock. This may be a common feature in the evolution of these stars, as a consequence of the episodic mass loss periods that they pass during their evolution. We present new results for the mass loss pattern, the total mass of the circumstellar envelope and the molecular abundances of some species in AFGL 2343.

Key words. (Stars:) circumstellar matter – (Stars:) supergiants – Stars: AGB and post-AGB – Radio lines: stars – Stars: individual: AFGL 2343

1. Introduction

The yellow hypergiants stars (YHGs) are amongst the most luminous ($5.3 \leq \log L/L_\odot \leq 5.9$) and massive ($M_{\text{init}} \sim 20 M_\odot$) stars in the sky (see, as general references, de Jager 1998, Jones et al. 1993, Humphreys 1991). These stars are thought to be post-red supergiant objects evolving bluewards in the HR diagram, but the details of such an evolution are still poorly known. In at least a few of them, the stellar temperature is rapidly increasing. For example, the spectral type of the YHG IRC +10420 has changed from F8Ia to A5Ia in just 20 yr (Oudmaijer et al. 1996, Oudmaijer 1998, Klochkova et al. 1997). Humphreys et al. (2002) showed, however, that the wind in this source is optically thick, suggesting that the apparent spectral type changes can be due to variations in the wind

rather than to interior evolution. Smith et al. (2004) also presented numerical simulations of such an effect.

Although it is thought that, during the red and yellow phases, these heavy stars eject up to one half of their initial mass (e.g. Maeder & Meynet 1988, de Jager 1998), only two YHGs, IRC +10420 (= IRAS 19244+1115) and AFGL 2343 (= IRAS 19114+0002 = HD179821), show very heavy circumstellar envelopes (CSEs). Those CSEs are detected in molecular line emission, dust-scattered light and IR emission (see Hawkins et al. 1995, Meixner et al. 1999, Humphreys et al. 1997, Bujarrabal et al. 2001, Castro-Carrizo et al. 2001, Quintana-Lacaci et al. 2007). The Hipparcos distance for AFGL 2343 is 5.6 kpc, but the uncertainty of this measurement is high, comparable to the parallax value itself. The poor accuracy of this measurement led Josselin & Lèbre (2001) to propose it to be a young planetary nebula at a distance of about 1 kpc. On the contrary, Hawkins et al. (1995) and Jura et al. (2001) argue that AFGL 2343 is a massive star at a distance of 6 kpc, in agreement with the kinematic distance estimate. Recent results based on the similarities of its CSE with that of

Send offprint requests to: g.quintana@oan.es

\star Based on observations carried out with the IRAM Plateau de Bure interferometer. IRAM is supported by INSU/CNRS (France), MPG (Germany) and IGN (Spain).

IRC+10420 confirm that AFGL 2343 is a real yellow hypergiant star (Castro-Carrizo et al. 2007, Quintana-Lacaci et al. 2007). Consistently, here we adopt a distance of 6 kpc.

Castro-Carrizo et al. (2007) (hereafter CC07) showed that the heavy envelope surrounding AFGL 2343 was formed during different periods of mass loss, which at present is however very low. Those periods lasted typically a thousand years, the total time for the formation of the envelope being ~ 4500 years. The properties of the CSEs around AFGL 2343 and IRC+10420 are compatible with mass loss driven by radiation pressure.

Quintana-Lacaci et al. (2007) (hereafter QL07) studied the chemistry and abundances of many molecular species in AFGL 2343. The chemistry was found to be similar to that of O-rich AGB stars, except for a general underabundance of molecules other than CO. Note, however, that the lack of information on the spatial distribution of the line-emitting regions severely hampered the abundance estimates.

2. Observations

We have obtained interferometric maps with the Plateau de Bure interferometer (PdBI, France) of the molecular transitions HCN $J=1-0$, ^{29}SiO $J=2-1$ and SO $J_K=2_2-1_1$ in the yellow hypergiant AFGL 2343. The interferometer consists of 6 antennas of 15 m in diameter with dual-polarization single-band SIS heterodyne receivers. Observations were performed in configuration 6Bq (in March, 2007) and 6Cq (in April, 2007). The projected baselines ranged from 16 m to 452 m. AFGL 2343 was observed at coordinates $19^{\text{h}}26^{\text{m}}48^{\text{s}}.10 + 11^{\circ}21'17''.0$. MWC 349 and 3C 273 were observed to calibrate absolute flux. 1923+210, 1749+096, and J2025-075 were used to calibrate the evolution of visibility amplitudes and phases along time. The accuracy of the flux calibration is within 10% at 3 mm. The calibration and data analysis were performed in the standard way using the GILDAS¹ software package. Imaging and cleaning was performed by using natural weights and verifying that the flux contained in the found CLEAN components corresponds to that seen in the uv-tables. Neither halos nor elongations were seen in the continuum maps of the phase calibrators. It is therefore not expected to have any spurious contribution from the calibration above the dynamic range.

Final maps are shown in Figs. 1–3. By comparison with single-dish data (QL07) we find that the amount of flux filtered out by the interferometer in our observations of ^{29}SiO and HCN is small, $\lesssim 10\%$.

3. Analysis of the interferometric maps

3.1. Description of the molecular emission

The maps presented in the previous section (Figs. 1–3) show that the emission of HCN and ^{29}SiO is mainly spherical, presenting a central hole similar to that of the CO maps (CC07).

Our maps present however some departures from circular symmetry. The central velocity channels (from 70 km s^{-1} to

110 km s^{-1}) of the ^{29}SiO map show that the emission peaks mainly at the east of the shell. In the HCN maps this is also seen, but is less evident. We also find a maxima for both lines at positive velocity (at 125 km s^{-1} for HCN and at 130 km s^{-1} for ^{29}SiO), slightly shifted towards the west. Similar deviations from spherical symmetry were also observed in OH maser emission (Gledhill et al. 2001).

The asymmetries found for HCN $J=1-0$ and ^{29}SiO $J=2-1$ are not dominant in the overall emission maps, as it can be seen in the integrated emission map of HCN (Fig. 4). The intense peak observed towards the east at the central velocities is compensated by a very intense peak at 125 km s^{-1} placed towards the west. When comparing the profiles of Fig. 4, corresponding to the easternmost and westernmost emission, we see an excess at central velocities for the former, and an excess for the latter at positive velocity. The value of the integrated emission is similar for both sides of the integrated map. The lack of emission at central velocities for the westernmost region is compensated by the excess at high velocity. Indeed, the integrated profile areas of the two excesses are equal ($\sim 0.4 \text{ K km s}^{-1}$). This can be interpreted showing that the spherical symmetry and isotropy of the whole shell is altered by the presence of some regions within it, which strongly emit in these lines, one of them placed towards the east and the other showing a particularly high LSR velocity.

The molecular profiles obtained by QL07 for ^{29}SiO and HCN also show this narrow emission peak at positive velocity (at 125 km s^{-1}). Note that this emission peak in the profiles of ^{29}SiO and HCN is relatively more intense in the high- J transitions. The ratio between the emission peak at high velocity and the intensity at the center of the line is ~ 3.5 for ^{29}SiO $J=5-4$ and ~ 3.3 for HCN $J=3-2$, while for ^{29}SiO $J=2-1$ and HCN $J=1-0$ this peak is hardly noticeable. We also find that, for ^{28}SiO , this ratio is ~ 1.4 , ~ 1.6 and ~ 2.6 for transitions $J=2-1$, $J=3-2$ and $J=5-4$, respectively. The relatively high intensity of the positive-velocity peak for high J values indicates that this emission comes from a relatively hot region.

Note also that, in shells around evolved stars, SiO is only present in the hot central regions, in which the grains are still not completely formed, or in recently shocked regions (e.g. Sánchez-Contreras et al. 1997).

In view of the anomalous velocities and high excitation characteristics of the above discussed emissions, we suggest that both the maxima, that detected in the east part of the envelope and that detected at positive velocity, come from a high-excitation region, probably not a complete shell, moving outward faster than the rest of the shell. Because of its relatively high excitation, velocity, and SiO abundance, this shell could result from the passage of a shock front. Indeed, this is compatible with the suggestion made by Gledhill et al. (2001) that shocks produced by a collimated outflow are the responsible for the asymmetries found in OH emission. However, it is also possible that this shell is due to an extreme mass-loss period, like that observed recently for the YHG ρ Cas (Lobel et al. 2003). Therefore, a new component, a high-excitation shell (hereafter HE shell) needs to be added to those obtained by our CO analysis (CC07) to reproduce this new feature; see Sect. 4.2 for further discussion.

¹ See <http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS> for more information about the GILDAS software.

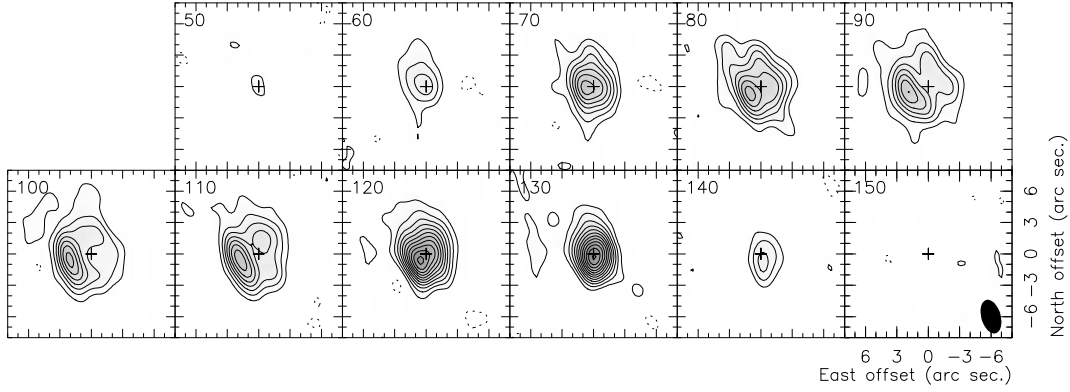


Fig. 1. PdBI maps of the $^{29}\text{SiO } J = 2-1$ emission in AFGL 2343. LSR velocities (in km s^{-1}) are indicated in the upper left corner of each box. The first contour and the level step are at $1.8 \times \sigma = 2 \text{ mJy/beam}$. The CLEAN beam (at half-power level), of size $3''.27 \times 1''.84$ ($FWHM$) and PA 15° , is drawn in the bottom right corner of the last panel.

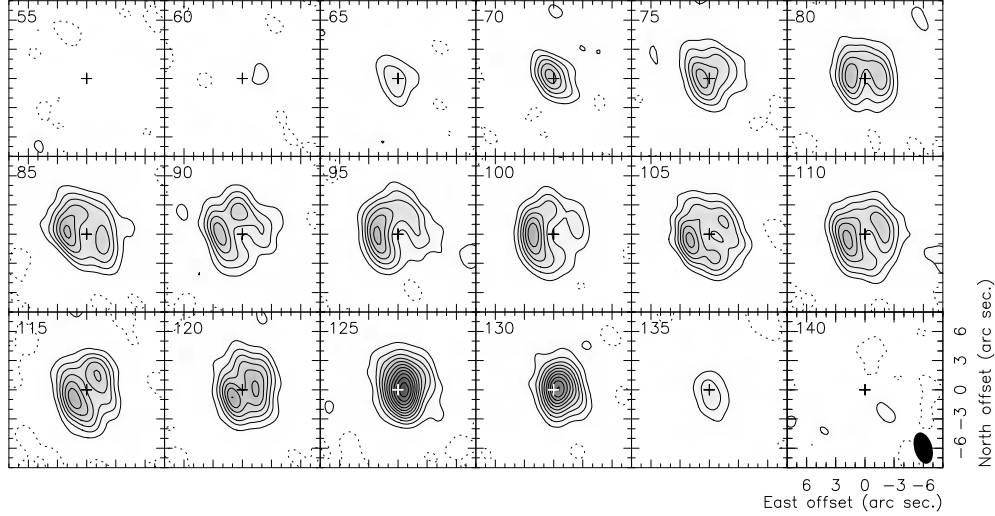


Fig. 2. PdBI maps of the $\text{HCN } J = 1-0$ emission in AFGL 2343. LSR velocities (in km s^{-1}) are indicated in the upper left corner of each box. The first contour and the level step are at $3 \times \sigma = 5 \text{ mJy/beam}$. The CLEAN beam (at half-power level), of size $3''.31 \times 1''.85$ ($FWHM$) and PA -164° , is drawn in the bottom right corner of the last panel.

In the case of $\text{SO } J_K = 2_2 - 1_1$ the signal-to-noise ratio is low, leading to maps where only the dominant emission peaks are detected (see Fig. 3).

3.2. Main molecular reservoir extension

In Fig. 5 we present the contour map of ^{29}SiO , HCN and SO at the central velocity superposed to the CO distribution at the same velocity by CC07 (in the case of SO we used the channel at $V_{\text{LSR}} = 120 \text{ km s}^{-1}$, which shows better the extent of the emission of this molecule). This figure shows that the emissions of the different molecules come from similar regions. In the case of ^{29}SiO , the peaks seem closer to the center than the CO ring-like structure, and therefore the ^{29}SiO emission probably comes from relatively inner layers of the CO dense shell

found by CC07. Note that QL07 assumed that the densest shell of the CO envelope was the responsible for the emission of other molecules than CO. From the results we show here, this assumption was rather correct for most molecules (Sect. 5) except for the presence of the HE shell. The HE shell, that must be included in the modeling to account for the above mentioned peculiarities (see Sect. 3.1), is therefore located within the dense shell found in CO.

The presence of a new component implies changes in the values of the molecular abundances deduced by QL07. We estimate new molecular abundances taking into account the new results derived by including the HE shell (Sect. 5).

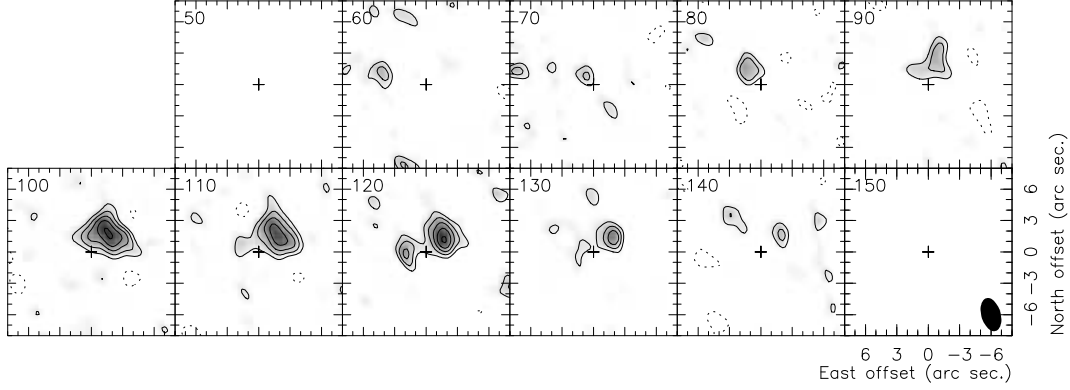


Fig. 3. PdBI maps of the $\text{SO } J_K = 2_2-1_1$ emission in AFGL 2343. LSR velocities (in km s^{-1}) are indicated in the upper left corner of each box. The first contour and the level step are at $0.9 \times \sigma = 1 \text{ mJy/beam}$. The CLEAN beam (at half-power level), of size $3''.26 \times 1''.84$ ($FWHM$) and PA 16° , is drawn in the bottom right corner of the last panel.

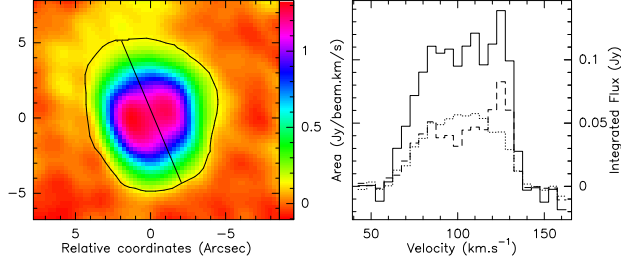


Fig. 4. *Left:* Integrated $\text{HCN } J=1-0$ map. This map is divided in two halves, corresponding to the emission from the east (left) and from the west (right). *Right:* Spectra comparison of the total flux (solid line) with the emission from the west (dashed line) and from the east (pointed line).

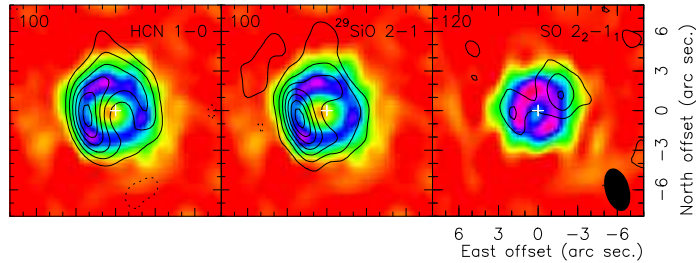


Fig. 5. $\text{HCN } J=1-0$, $^{29}\text{SiO } J=2-1$ and $\text{SO } J_K=2_2-1_1$ contour maps superposed to $^{12}\text{CO } J=2-1$ emission (color scale) for the central velocity channel of AFGL 2343. In the third panel we show the channel corresponding with 120 km s^{-1} for SO and CO, since at this velocity the extent of the former is better traced.

4. Molecular emission model

4.1. Description of the excitation code

We have modeled the $^{29}\text{SiO } J=2-1$ and $\text{HCN } J=1-0$ emission of AFGL 2343 using a method similar to that described by CC07 and Teyssier et al. (2006). We have used a standard Large Velocity Gradient (LVG) code to obtain the level population and excitation temperatures. This model takes into account collisional excitation as well as radiative excitation. We have included the collision coefficients from Turner et al. (1992) for ^{29}SiO , and Green & Thaddeus (1974) for HCN, and its extrap-

olation to higher temperatures taken from the *Leiden Atomic and Molecular Database*² (LAMDA; see Schöier et al. 2005). This extrapolation has little effect on our calculations, since the temperatures found in AFGL 2343 are moderate. Only the rotational transitions of the fundamental vibrational level are taken into account in most of our simulations, since we have checked that including higher vibrational levels does not significantly change the results. The radiative excitation does not play an important role in our case: we have also checked that the IR

² <http://www.strw.leidenuniv.nl/~moldata>

and the mm-wave millimeter emission do not significantly affect the populations of the levels.

We assume spherical symmetry in our calculations, since the circumstellar envelope around AFGL 2343 is mainly spherical. The density, n , of the circumstellar envelope at a given radius, r , is determined from the mass-loss rate, \dot{M} , and the expansion velocity, V_{exp} , assuming $n = \dot{M}/(4\pi r^2 V_{\text{exp}})$. The temperature is defined by adopting a power law, as usually assumed for AGB circumstellar envelopes and found to be adequate for YHG by CC07: $T_k(r) = T(r_0) \times (r/r_0)^{-\alpha_T} + T_{\text{min}}$. The local velocity dispersion is described by using a Gaussian function for a standard deviation σ_{tur} , due to turbulent movements.

The level excitation equations are solved in a finite number of radii, with an increasing separation between the points. However, to solve the radiative transfer equations in a thin region within a wide envelope the distribution of points of the model cited above is not suitable. To model such a thin region we introduce a tighter distribution of points in the region of interest, to enhance the number of calculations made in this thin shell and to obtain a realistic description of the molecular excitation in it. These results are interpolated to estimate the conditions at any distance.

From the excitation results of the LVG calculations, we obtain the brightness distribution in the plane of the sky for each velocity channel. This brightness distribution is calculated by solving the radiative transfer equations along the line of sight for different impact parameters. Note that, as we have spherical symmetry, the brightness distribution will show circular symmetry. The brightness distribution is convolved with the Gaussian synthetic beam obtained for each interferometric map, yielding images of main-beam Rayleigh-Jeans-equivalent temperatures. The beam shape is elliptical in our maps, so this convolution will break the circular symmetry of the brightness distribution. Since the circumstellar shell in AFGL 2343 is relatively thin, the convolution with the beam results in two opposite maxima, both elongated in the direction of the beam major axis.

We have also used this code to reproduce the line profiles of ^{29}SiO , $J = 2-1$ and $J = 5-4$, and HCN, $J = 1-0$ and $J = 3-2$ from QL07, convolving the brightness distribution with the beam of the single-dish telescope. In the next section we discuss the emitting regions assumed for ^{29}SiO and HCN within this new structure of the CSE around AFGL 2343. In the fitting process we only allow small changes in the properties found for the dense shell by CC07, while the parameters of the new component are free.

We have not tried to model our SO maps, due to their S/N ratio.

4.2. Fitting results

Our model assumes spherical symmetry and isotropical expansion. However, as said before, the observational maps show a maximum towards the east in the central channels and an intense peak at positive velocity. Since our model provides symmetrical maps with respect to the beam mayor axis (due to the convolution with the ellipsoidal beam), we adjust the param-

eters of our model to reproduce the average value of the two halves of the emission map. Asymmetries in the profiles further than self-absorption cannot be modeled.

We have assumed that the envelope structure is essentially that deduced by CC07 to explain the CO maps. As a result, we will see that our envelope model include regions that in fact are not probed by our SiO and HCN data. The properties of these regions are therefore given by our previous fitting of the CO maps.

We have found that the parameters deduced for the densest part of the CO envelope by CC07 do not fit properly the molecular emission from HCN and ^{29}SiO . In particular, the strong emission of the high- J transitions of HCN and ^{29}SiO , compared to that of the lower- J transitions, requires higher values of the density and temperature than those found for the CO lines. In the case of ^{29}SiO , once we fitted the profile and map of the $J=2-1$ transition with the conditions of density and temperature found for CO, the intensity predicted by the model for the $J=5-4$ transition is ~ 20 times lower than the observed profile. This supports the presence of the HE shell, as proposed in Sect. 3.1, that must be hotter and denser than the CO dense shell found by CC07. The ^{29}SiO emission maps show some characteristics that are different from the HCN maps, like the displacement of the maxima at the central velocities towards the center (Sect. 3.2, Fig. 5), and the fact that the asphericities in the central channels are more evident for ^{29}SiO than for HCN. This suggests that the emission from ^{29}SiO comes only from the HE shell while HCN also comes from the dense CO shell found by Castro-Carrizo et al. (2007). Anyhow, note that with the information that we have, we can not discard the presence of ^{29}SiO emission also coming from this dense shell.

The inclusion of this new HE component within the emission shell modifies in principle the predictions of the CO emission with respect to CC07. The CO emission is optically thick. Therefore, a higher value of the density does not affect the previous CO fitting. On the contrary, a higher value of the temperature significantly raises the CO intensity. Due to this, the inclusion of the hot HE shell would result in an increase of the intensity with respect to previous calculations. This effect is more evident for the CO $J=2-1$ transition than for the $J=1-0$, so the predictions obtained using parameters found by CC07 do not fit the CO maps once included the new HE component. To minimize this effect the HE region within the dense CO shell must be thin, such that this new emission would be mostly diluted by the convolution with the beam. This assumption about the width of the new component is confirmed by the excitation conditions required by the HCN data (see below).

We have accordingly modeled the emission of the CO and HCN maps and profiles shown in QL07 assuming that their emissions come from the dense shell found in CO by CC07 and a new HE component within it, hotter and denser. For ^{29}SiO we only take into account the HE component.

The resolution of the interferometric maps is not enough to determine accurately the size and the radii of the HE shell. Instead, we can determine a radius interval within which it lays by comparing our predictions with the observations. As we assume that ^{29}SiO emission only comes from the new component, this molecule is the tracer of the location and size of the

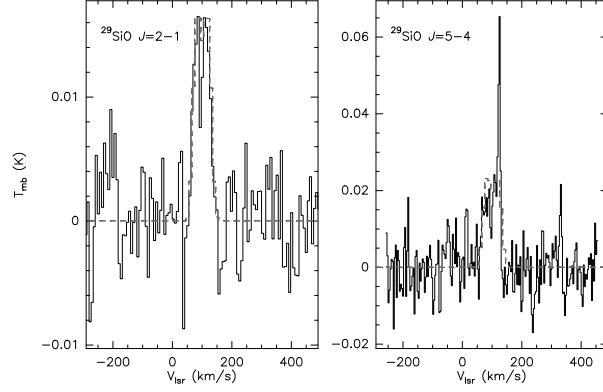


Fig. 6. Observed profiles from QL07 of ^{29}SiO $J=2-1$ (left) and $J=5-4$ (right) in solid lines compared with the synthetic profiles from the model in dashed lines.

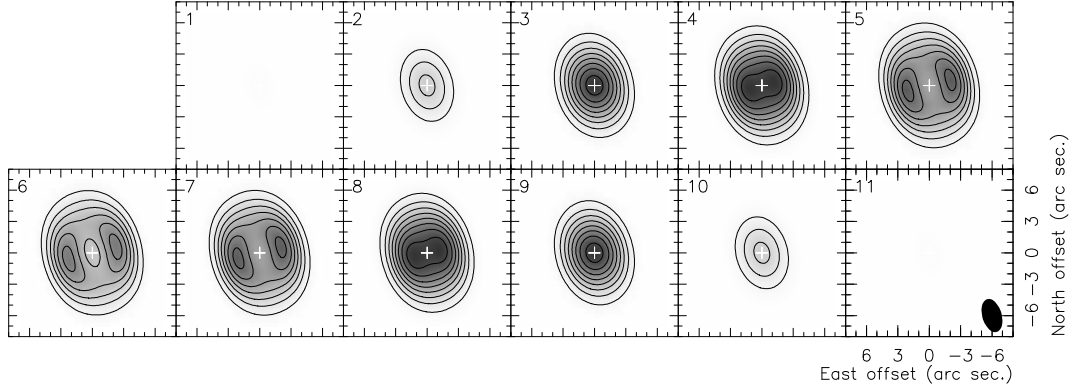


Fig. 7. Synthetic map obtained for the ^{29}SiO $J=2-1$ emission in AFGL 2343. The panels correspond to those of the observed maps (Fig. 1) with the same level step.

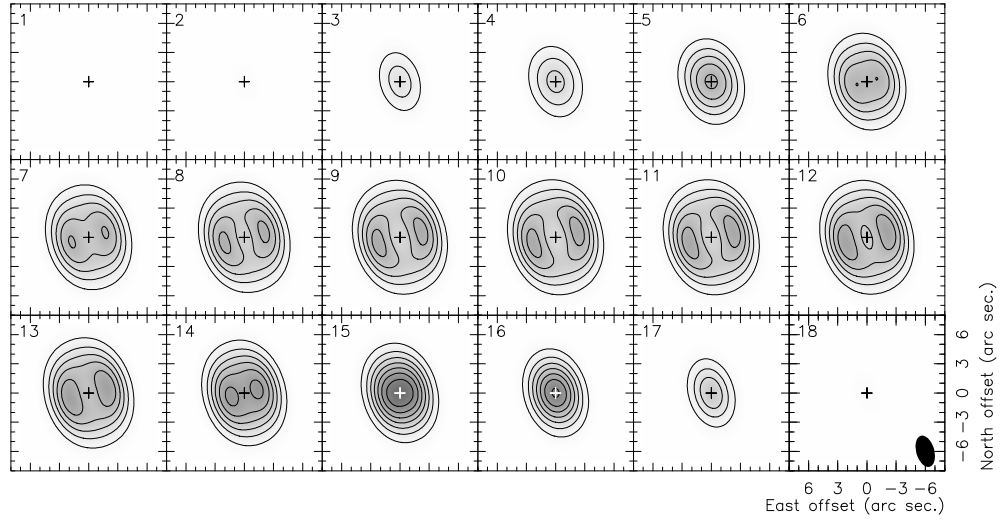


Fig. 8. Synthetic map obtained for the HCN $J=1-0$ emission in AFGL 2343. The panels correspond to those of the observed maps (Fig. 2) with the same level step.

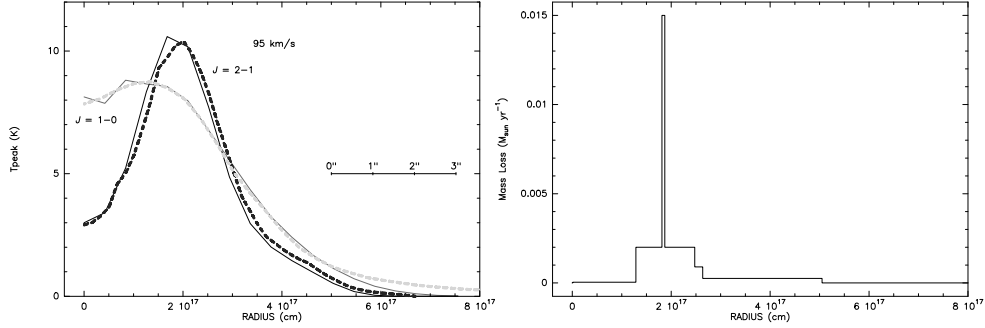


Fig. 9. Left: Azimuth-averaged brightness distribution (in dashed lines) compared with model results (solid lines) for AFGL 2343, at $V_{\text{LSR}} = 95$ km s $^{-1}$. ^{12}CO $J = 1-0$ data are plotted in grey, $J = 2-1$ data in black. Right: Mass-loss pattern found for AFGL 2343.

Table 1. New properties of the CSE around AFGL 2343 derived by fitting the maps of CO, ^{29}SiO and HCN and the profiles shown by QL07. The value $T_{\text{min}} = 8$ K. The parameters not presented here but in CC07 show no significantly change. *: New mass loss values.

Shell	R_{in} (cm)	R_{out} (cm)	\dot{M} ($M_{\odot}\text{yr}^{-1}$)	T_{17} (K)	α_i	X_{CO}	X_{HCN}	$X_{^{29}\text{SiO}}$	Molecules
1	1.1×10^{15}	1.4×10^{17}	4.3×10^{-5}	40	0.5	$3.0 \cdot 10^{-4}$	0	0	CO
2*	1.4×10^{17}	2.7×10^{17}	2.1×10^{-3}	13.4	0.5	$3.0 \cdot 10^{-4}$	$3.2 \cdot 10^{-8}$	0	CO, HCN
3	2.7×10^{17}	2.8×10^{17}	9.6×10^{-4}	22.5	0.7	$3.0 \cdot 10^{-4}$	0	0	CO
4*	2.8×10^{17}	5.4×10^{17}	2.7×10^{-4}	43	0.7	$3.0 \cdot 10^{-4}$	0	0	CO
HE shell	1.93×10^{17}	2.0×10^{17}	1.6×10^{-2}	31	0.5	$3.0 \cdot 10^{-4}$	$3.2 \cdot 10^{-8}$	$2.2 \cdot 10^{-8}$	CO, HCN, ^{29}SiO

new shell. We find that the ^{29}SiO observed maps are compatible with the emission of a shell located almost at the center of the CO dense shell, but slightly displaced towards the star, in order to explain the maxima found in the ^{29}SiO maps located in slightly inner regions than for CO maps (Fig. 5). The HE component in our model is located between $1.93 \cdot 10^{17}$ cm and $2 \cdot 10^{17}$ cm. A displacement of $2.7 \cdot 10^{16}$ cm in the position of the layer starts to show a noticeable difference between the synthetic and the observed ^{29}SiO maps. The values given for the width of this new component are indeed an upper limit to the width of the HE region. The effects of the HE region on the emission of HCN mainly depend of the size of this region. If the new component is too wide, the emission from the high-excitation region will be dominant and, using the parameters of this component needed to fit ^{29}SiO $J=5-4$, we would obtain too intense HCN $J=3-2$ profiles. Also, as said above, a too wide shell would also significantly affect the CO emission due to its higher temperature. We have found that the width of this region must be smaller than $2.1 \cdot 10^{16}$ cm, in order to reproduce, within the uncertainties, the emission of all the different molecular transitions. The position and width of the HE shell are therefore relatively well constrained by the data.

The conditions derived from the fitting of all the data set (CO, ^{29}SiO , HCN maps and profiles presented in QL07) are presented in Table 1, where R_{in} and R_{out} are the inner and outer radii of each shell, T_{17} the temperature at $r = 10^{17}$ cm, and X_Z the relative abundance for molecule Z. The dependence of these parameters with the distance is: $M \propto D^2$, $\dot{M} \propto D$, $T(r) \propto D^{\alpha_i}$, $R_i \propto D$. The good fitting of the ^{29}SiO $J=2-1$ and $J=5-4$ profiles (Fig. 6), only taking into account the HE shell, demonstrates the existence of a thin high-excitation shell, different from the wide envelope observed in CO. The synthetic maps of

^{29}SiO and HCN are presented in Figs. 7 & 8 respectively (in the electronic version). We recall that our model assumes spherical symmetry and isotropical expansion. Therefore, it yields symmetric profiles and maps, and can only fit averaged features, not reproducing the asymmetries of the SiO data.

From this new modeling, we obtain a total mass for the whole CO-rich envelope of $M=4.3 M_{\odot}$. The mass of the shell responsible for the emission of HCN is $3.4 M_{\odot}$, including the ^{29}SiO emitting shell (the new HE shell), which has a mass of $0.8 M_{\odot}$. These values are lower than those previously derived by QL07 (a 9% lower in the case of HCN and 4 times for ^{29}SiO) and, accordingly, the abundance values for these molecules increase by the same factor with respect to QL07 estimates. Note that the masses presented by QL07 must be corrected by the distance to be compared with those given here. The new mass-loss history and the new predictions for the CO emission are summarized in Fig. 9.

As said in Sect. 3.1, the new HE shell could correspond to a short phase of very high mass-loss rate or to shock effects, in view of its relatively high density, temperature, and the SiO abundance. In the second case, Fig. 9 (right panel) would not indicate that this shell is due to an increase of the mass-loss rate, but just show a relative increase of the density due to the interaction of two shells.

The ^{29}SiO abundance obtained here is compatible with that obtained by QL07, once the different mass values are taken into account. On the contrary, the abundance deduced from our detailed study for HCN is higher than that found by QL07, even if this correction is introduced. This is partially due to the simplifications in the treatment of the rotational levels and opacities made by QL07. Although the method by QL07 was suitable for moderate values of the opacity, the values we found for the

Table 2. New mean molecular abundances derived for AFGL 2343. For ^{12}CO we adopt the same abundance that assumed by CC07. For details of the emitting regions, see Table. 1.

Molecule	$\langle X \rangle$	Emitting regions
^{12}CO	$3.0 \cdot 10^{-4}$	1 + 2 + 3 + 4 + HE shell.
^{13}CO	$4.0 \cdot 10^{-5}$	1 + 2 + 3 + 4 + HE shell.
C^{18}O	$3.8 \cdot 10^{-8}$	1 + 2 + 3 + 4 + HE shell.
HCN	$3.2 \cdot 10^{-8}$	2 + HE shell.
HNC	$3.5 \cdot 10^{-9}$	2 + HE shell.
SiO	$4.0 \cdot 10^{-7}$	HE shell.
^{29}SiO	$2.2 \cdot 10^{-8}$	HE shell.

optical depth of the HCN lines are too high to be well treated in that way. The values of the relative abundances found here are $3.2 \cdot 10^{-8}$ for HCN and $2.2 \cdot 10^{-8}$ for ^{29}SiO (HE shell), see Tables 1 & 2.

5. Molecular abundances

The abundance calculation by QL07 was carried out with some simplifications in the treatment of the excitation of the rotational levels, as well as assumptions on the extent of the emitting region for the molecular emission, which we have found to be inaccurate. In particular, we have found here that the values of the mass emitting in HCN and ^{29}SiO are smaller than those assumed in QL07.

We find higher values for the molecular abundances in the respective emitting regions than those found by QL07, as we can see in Table 2 and previous section. Anyhow, this increase in the abundances does not solve the underabundance problem mentioned by QL07, it only makes it less severe.

With the new characteristics found for the CSE around AFGL 2343 we are able to compute the abundances of some of the other molecules observed by QL07, using the line profiles published by these authors. We have calculated the new abundance values for ^{13}CO , C^{18}O , HNC and SiO (see Table 2). The profiles from other molecules, like CS, show peculiarities that can not be easily interpreted with the model derived here. For example, the line profiles are particularly thin and there is no profile emission peak at positive velocities. Therefore, the abundances of these species are not discussed again.

For the new estimates, we have taken the collisional coefficients from Flower (2001) for ^{13}CO and C^{18}O , Turner et al. (1992) for SiO, and adopted the same coefficients for HNC as for HCN; all of them obtained from the LAMDA database (see Sect. 4.1 for details). We have taken different emission regions for the different molecules, according to the observed spectral features, by comparison with the properties of the emissions of ^{12}CO , ^{29}SiO , and HCN, which have been well studied. The emission from CO and its isotopes would come from all the envelope described in Table 1, the emission of SiO and isotopes is assumed to come from the new HE shell, and for HCN and HNC we assume that their emission comes from the densest shells (shell 2 and the HE shell in Table 1) of the envelope. The results for the new computed abundances are shown in Table 2.

The deduced abundances are in most of the cases higher than those found by QL07. This is due, as said above, to a bet-

ter description of the rotational levels, a better treatment of the opacity, and the differences in the emitting masses. The abundance obtained for C^{18}O , on the contrary, is low compared with previous calculations, because the excitation temperature estimated in by QL07 was high compared with those obtained using the LVG code. However, the abundances still remain low with respect to the values found for the YHG IRC+10420 and the O-rich AGB stars.

Most of the molecules detected in AFGL 2343 by QL07 are expected to be dissociated at these large distances ($1.4 \cdot 10^{17} - 2.7 \cdot 10^{17}$ cm). The massive circumstellar medium may partially shield the UV radiation, explaining the abundances found for AFGL 2343. In the case of IRC +10420, although the mass derived for the molecular gas is lower than for AFGL 2343, the region from which the molecular emission comes is closer to the star. At these radii the abundances are probably unaffected by photodissociation, leading to higher abundances in IRC +10420 than in AFGL 2343. Note that the molecular abundances in IRC +10420 are often similar to those of O-rich AGB stars. In the case of SiO and its isotopes, their abundance in AGB circumstellar envelopes is known to be high only in the very inner shells. In fact, its presence further from central compact regions is thought to be associated with shocks (Sect. 3.1): a shock front may heat the grains where SiO is depleted evaporating this molecule from them and increasing its abundance in the gas.

6. Conclusions

We have discovered the presence of a high-excitation region (HE region) within the densest shell found from CO maps by Castro-Carrizo et al. (2007; CC07). Although this region is not directly detected (due to the limited resolution), its characteristics can be inferred from the maps and line profiles of HCN and ^{29}SiO , as shown in previous sections. The presence of this high-excitation shell is in particular indicated by the emission of high- J lines compared with lower rotational transitions (see line profiles in Quintana-Lacaci 2007; QL07). Also, an emission peak is clearly seen in the interferometric maps of HCN and ^{29}SiO , very remarkable for high- J transitions. This maximum is also seen in the obtained maps at positive velocity (see Sect. 3.1). These results can be understood as showing the existence of an inhomogeneous shell expanding at higher velocity and with higher excitation than the rest of the envelope, leading to the asymmetries found in velocity and in brightness distribution. All these features were not very noticeable in the CO lines, probably because they do not require high excitation. The characteristics derived for this shell (namely: it is relatively thin, dense, hot, and rich in SiO) suggest that this component can be associated to a shock process. However, it is also possible that this HE shell is the result of a period of particularly high mass-loss rate. The time required to form the HE shell found here, see Table 1, is just 50 years. Another YHG, ρ Cas, is known to be passing through similar periods of high mass loss. Lobel et al. (2003) derived a mass-loss rate of $\sim 5.4 \cdot 10^{-2} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ for the outburst of ρ Cas in 2000-2001. In particular, similar intense outbursts have been detected on ρ Cas three times in the last century, each of them lasting several

hundreds days. Therefore, such brief, high mass-loss periods are not unlike to occur in YHG. If the HE shell of AFGL 2343 is the result of these outbursts, these events occurred ~ 2000 years ago. Since CO rotational emission has not been detected in ρ Cas, we can interpret that ρ Cas did not underwent similar process in the past and, therefore, it is in an earlier evolutionary stage than AFGL 2343.

A thin shell rich in SiO was also found in IRC +10420 by Castro-Carrizo et al. (2001). In IRC +10420 the SiO emission was found to come only from a thin shell located in the inner part of the dense CO shell. These authors also suggested that this SiO shell could be related with a shock. Therefore, the SiO shell found in IRC +10420 and the high-density shell found here for AFGL 2343 can be a common consequence of the episodic mass loss processes that occurs in this type of stars along their evolution. These sources are thought to have periods of enhanced mass loss, as shown by theoretical considerations (e.g. Nieuwenhuijzen & de Jager, 1995) and by observations, like the recently quasi-explosive mass ejection period ($\dot{M} \sim 6 \cdot 10^{-2}$) observed for ρ Cas (Lobel et al. 2003) or by the mass loss pattern found by Castro-Carrizo et al. (2007) for IRC +10420 and AFGL 2343. See also the mass loss pattern that we have obtained in Fig. 9.

The presence of a new shell modifies the molecular abundance estimate with respect to QL07. We have fitted our maps of ^{29}SiO and HCN, as well as the profiles of some molecules presented by those authors, using the model described in Sect. 5, and obtained new values of the abundances (see Table 2). In the new abundance estimates, we have taken into account the envelope structure presented in this paper and we have more accurately taken into account the opacity effects and level excitation.

Acknowledgements. This work has been supported by the Spanish Ministerio de Ciencia y Tecnología and European FEDER funds, under grants AYA2003-7584 and ESP2003-04957.

References

- Bujarrabal, V., Castro-Carrizo, A., Alcolea, J., & Sánchez Contreras, C. 2001, A&A, 377, 868
- Castro-Carrizo, A., Lucas, R., Bujarrabal, V., Colomer, F., & Alcolea, J. 2001 A&A, 368, L34
- Castro-Carrizo, A., Quintana-Lacaci, G., Bujarrabal, V., et al. 2007, A&A, 465, 457
- de Jager, C. 1998, ARA&A 8, 145
- Flower, D. R. 2001, MNRAS, 328, 147
- Gledhill, T.M., Yates, J.A., & Richards, A.M.S. 2001, MNRAS, 328, 301
- Green, S., Thaddeus, P. 1974, ApJ, 191, 653
- Hawkins, G. W., Skinner, C. J., Meixner, M., et al. 1995, ApJ, 452, 314
- Humphreys, R.M. 1991, in Wolf Rayet Stars, ed. K.A. van der Hucht & B. Hidayat (Kluwer), 485
- Humphreys, R.M., Smith, N., Davidson, K., et al. 1997, ApJ, 114, 2778
- Humphreys, R.M., Davidson, K. & Smith, N. 2002 ApJ, 124, 1026
- Jones, T.J., Humphreys, R.M., Gehrz, R.D., et al. 1993, ApJ, 411, 323
- Josselin, E., & Lèbre, A. 2001, A&A, 367, 826
- Jura, M., Velusamy, T., & Werner, M.W. 2001, ApJ, 556, 408
- Klochkova, V. G., Chentsov, E. L., Panchuk, V. E. 1997, MNRAS, 292, 19
- Lobel, A., Dupree, A.K., Stefanik, R.P., et al. 2003, ApJ, 583, 923
- Maeder, A., & Meynet, G. 1988, A&AS, 76, 411
- Meixner, M., Ueta, J., Dayal, A., et al. 1999, ApJS, 122, 221
- Nieuwenhuijzen, H., & de Jager, C. 1995, A&A, 302, 811
- Oudmaijer, R.D., Groenewegen, M.A.T., Matthews, H.E., et al. 1996, MNRAS, 280, 1062
- Oudmaijer, R.D. 1998, A&AS, 129, 541
- Quintana-Lacaci, G., Bujarrabal, V., Castro-Carrizo, A., & Alcolea, J. 2007, A&A 471, 551
- Schöier, F. L., van der Tak, F. F. S., van Dishoeck, E. F., & Black, J. H. 2005, A&A, 432, 369
- Sánchez Contreras, C., Bujarrabal, V., & Alcolea, J. 1997, A&A, 327, 689
- Smith, N., Vink, J.S., & Koter, A. 2004, ApJ, 615, 475
- Teyssier, D., Hernández, R., Bujarrabal, V., Yoshida, H., & Phillips, T. G. 2006, A&A, 450, 167
- Turner, B.E., Chan, K, Green, S., Lubowich, D.A. 1992, ApJ, 399, 114

Capítulo 9

CSEs alrededor de las YHGs: conclusiones.

En los últimos dos capítulos hemos estudiado las propiedades de las envolturas circunestelares alrededor de las hipergigantes amarillas IRC +10420 y AFGL 2343. Ahora presentaremos, primero, un resumen de los resultados obtenidos y posteriormente intentaremos englobarlos dentro del marco general de nuestro conocimiento sobre las estrellas hipergigantes amarillas y su evolución.

En primer lugar, para realizar un estudio detallado de la estructura de las envolturas de ambas fuentes obtuvimos mapas interferométricos de CO, que como hemos visto es el mejor trazador del gas molecular. Asimismo, obtuvimos datos para las líneas de base cortas, con el fin de recuperar la componente extensa dado que esperamos que estas estrellas tengan una envoltura con un tamaño angular considerable. Tras esto, modelizamos la emisión obtenida para todos los canales de velocidad, obteniendo las condiciones de temperatura y densidad para cada radio. Los resultados principales obtenidos son:

- Los mapas de CO para ambas fuentes muestran una clara simetría esférica, salvo por una falta de emisión en la zona sur de IRC +10420. Esto muestra que la pérdida de masa ha sido fundamentalmente isótropa.
- El ajuste del modelo muestra que estas estrellas tienen una alta velocidad de expansión ($\sim 35 \text{ km s}^{-1}$) bastante constante a lo largo de la envoltura. También revela unas tasas de pérdidas de masa muy altas, llegando a alcanzarse valores de $\sim 10^{-3} M_{\odot} / \text{yr}$.
- Este ajuste también revela variaciones muy grandes de la pérdida de masa, las cuales ocurren con tiempos típicos de ~ 1000 años.
- Los tiempos dinámicos encontrados para la formación de estas envolturas en su totalidad son ~ 4500 años para AFGL 2343 y ~ 6000 años para IRC +10420.
- Las características encontradas para la pérdida de masa en las YHGs son compatibles

con eyecciones debidas a la acción de la presión de radiación sobre el polvo. Asimismo, la velocidad de expansión encontrada es similar a la deducida en el capítulo 7. Esto parece indicar que el proceso por el cual estas estrellas pierden masa es similar al de las estrellas AGB y, por tanto, las leyes de distribución de densidad y temperatura serán similares.

- Las características tan similares encontradas para ambas fuentes, las altas velocidades de expansión, y la ausencia de componentes a alta velocidad en AFGL 2343 parecen reforzar la idea de que esta fuente es una YHG, en vez de una PPN (como había sido propuesto por algunos autores).

Tras esto, nos centramos en el estudio de la química en estos objetos. Para ello hemos realizado observaciones con antena única para una gran variedad de especies moleculares y transiciones. Hemos comparado la razón de la emisión para diferentes pares de líneas en las hipergigantes amarillas con las de estrellas AGBs y PPNe, tanto ricas en oxígeno como en carbono. Posteriormente mediante un cálculo LTE obtuvimos una estimación de las abundancias moleculares en las envolturas circunestelares alrededor de IRC+10420 y AFGL 2343. Destacamos de este trabajo los siguientes resultados:

- Mediante la comparación de la razón de la intensidad de las líneas diferentes de CO hemos encontrado que IRC+10420 y AFGL 2343 muestran una química similar a las estrellas AGB ricas en oxígeno. La emisión por parte de estas estrellas de máseres de OH ya parecía apuntar a este resultado. Por otra parte, se sabe que normalmente las estrellas muy masivas muestran una química rica en oxígeno.
- El estudio de la intensidad relativa de las líneas observadas para AFGL 2343 con respecto CO, muestra que esta fuente tiene una emisión en estas líneas sensiblemente menor que la encontrada para estrellas AGB con una química rica en oxígeno. En el caso de IRC+10420, la intensidad relativa de las diferentes líneas con respecto a CO es similar a la de las AGBs ricas en oxígeno.
- Suponiendo que la zona emisora para la mayoría de las moléculas es la zona más densa de la envoltura encontrada en los mapas de CO hemos llevado a cabo una estimación de las abundancias moleculares en ambas YHGs.

Las abundancias encontradas para IRC+10420 son similares a las encontradas para estrellas AGB ricas en O, mientras que para AFGL 2343 se encuentra una subabundancia general para todas las moléculas salvo CO. La suposición sobre la zona emisora para IRC+10420 ha sido confirmada por el hallazgo de una capa rica en SiO (Castro-Carrizo et al. 2001), siendo los datos compatibles con la idea de que la emisión de SiO viene de la región densa encontrada a partir de los mapas de CO. Por otro lado, la zona emisora asumida para AFGL 2343 se encuentra muy alejada de la estrella central, por lo que la fotodisociación por la radiación UV interestelar puede haber empezado a afectar a las abundancias moleculares, lo cual explicaría las bajas abundancias encontradas para las moléculas raras.

Con el fin de confirmar si la emisión de las moléculas distintas de CO para AFGL 2343 provienen de la zona emisora asumida, realizamos observaciones interferométricas con alta resolución espacial de HCN $J=1-0$ y del isótopo raro ^{29}SiO $J=2-1$ para esta fuente. Los resultados se pueden resumir en:

- Hemos encontrado que ambos mapas son compatibles con nuestra suposición previa sobre la zona emisora para AFGL 2343. Sin embargo, encontramos que existe una región expandiéndose a una velocidad anormalmente alta en la región oeste de los mapas de ^{29}SiO .
- Por otra parte, mientras que las características de la envoltura encontradas para los mapas de CO ajustan perfectamente las observaciones de HCN tanto con alta como con baja resolución espacial, concluimos que es necesaria la presencia de una región más caliente y densa para ajustar todas las observaciones de ^{29}SiO , incluyendo la intensidad de las líneas. Todo esto parece indicar que ^{29}SiO proviene de una región de alta excitación que se encuentra dentro de la zona densa hallada para CO.
- Hemos podido ajustar las observaciones con un modelo similar al deducido a partir de los mapas de CO, pero introduciendo una nueva capa más densa y caliente. Este nuevo modelo ajusta todas las observaciones obtenidas, tanto con alta, como con baja resolución espacial.
- Sugerimos que podemos asociar esta región de alta excitación y la zona expandiéndose a una velocidad alta con la presencia de un choque. Recordemos que, cuando SiO es abundante en regiones en las cuales los granos de polvo se han formado completamente, se suele suponer que esta molécula ha sido evaporada de los granos debido al calentamiento producido por un choque.
- La capa de SiO encontrada por Castro-Carrizo et al. (2001) fue asociada también con un choque. Por tanto, la presencia de regiones chocadas en las dos YHGs con una envoltura circunestelar masiva puede ser un fenómeno común a su evolución, resultado de las eyecciones múltiples antes citadas.

Como hemos visto estas estrellas son las únicas YHGs que muestran una envoltura circunestelar masiva. Esto podría significar que son YHGs que aún no se han desecho del material expulsado durante su fase RGB, esto es, son YHGs jóvenes. También sería posible que estos objetos fueran YHGs que han perdido una gran cantidad de masa en la fase YHG, siendo, por tanto, hipergigantes viejas.

Gracias a algunos de los datos presentados en los capítulos anteriores podemos deducir el origen del material circunestelar que rodea a IRC +10420 y AFGL 2343.

Hemos visto que la posición en el diagrama HR de IRC +10420 la sitúa como una de las hipergigantes más luminosas. La masa derivada para esta fuente por Nieuwenhuijzen & de Jager (2000) es $M_{\star} = 5.8 \pm 3.4^{8.1} M_{\odot}$ (Fig. 6.3), mientras que la masa de la envoltura

circunestelar es, a tenor de los resultados del capítulo 7, $M_{gas}=1M_{\odot}$. Con todo ello tenemos que la masa total está en el rango $15M_{\odot} \geq M_{tot} \geq 3.4M_{\odot}$. Esta masa es muy baja para la posición que ocupa esta estrella en el diagrama HR, por tanto parte de la masa debe haber sido expulsada previamente, con toda probabilidad en la fase RSG, pues se piensa que en esta fase las estrellas pueden llegar a perder hasta la mitad de su masa. Una masa inicial para IRC +10420 de $30M_{\odot} \geq M_{ini} \geq 7M_{\odot}$ parece más plausible. También hemos visto que la imagen de la emisión de CO de la envoltura circunestelar no está limitada por fotodisociación (pues, de estarlo, debería ser significativamente más extensa de lo observado), lo cual puede usarse para saber, hace cuanto, que no se produce otro periodo relevante de pérdida de masa. Se encuentra que, si hubo un proceso de pérdida de masa previo a aquellos que han formado las envolturas observadas en emisión de CO, estos ocurrieron hace ~ 8000 años como mínimo. Es importante, también, fijarse en que en los últimos 200 años esta estrella no ha sufrido pérdidas de masa. Parece poco probable que esta estrella haya evolucionado en los últimos 200 años de RSG a YHG. Sin embargo, parece más probable el que IRC +10420 fuese hace más de 8000 años una RSG y que el material eyectado en esa fase se haya disipado en el medio interestelar. Por tanto podemos concluir que la masa circunestelar observada por nosotros ha sido originada por pérdidas de masa en la fase YHG.

En el caso de AFGL 2343, Nordhaus et al. (2008) suponen una masa estelar de $8M_{\odot}$. Siguiendo el mismo razonamiento que para IRC +10420, obtendríamos una masa total ($M_{\star} + M_{gas}$) de $\sim 12M_{\odot}$. En principio, las teorías de la evolución estelar no explican la presencia de una estrella tan poco masiva en estas zonas del diagrama HR, a no ser que esta haya sufrido una gran pérdida de masa previamente. De nuevo, suponiendo que en la fase RSG perdió la mitad de su masa inicial, llegamos a una masa inicial $M_{ini} \sim 24M_{\odot}$, lo cual se ajusta a los cálculos evolutivos para una estrella que se encuentre en la región ocupada por AFGL 2343 en el diagrama HR. De igual modo que IRC +10420, la extensión de la envoltura alrededor de AFGL 2343 no se encuentra limitada por fotodisociación. Si se produjo un periodo de pérdida de masa previo al observado en los mapas de CO, este ocurrió hace unos 9000 años como mínimo. Por otra parte, como hemos visto en los diferentes mapas interferométricos, la envoltura circunestelar de esta estrella muestra un agujero central. Este agujero central se formó, como hemos visto, por un decrecimiento significativo en la pérdida de masa hace unos 1000 años. Todo esto parece indicar, de nuevo, que la pérdida de masa que formó la envoltura alrededor de AFGL 2343 que hemos observado se produjo en la fase de YHG.

De este modo, hemos concluido que ambas envolturas circunestelares han sido formadas en la fase YHG. Asimismo, parece que estas estrellas efectivamente, sufrieron una gran pérdida de masa en la fase de RSG, aunque la envoltura que formó esta eyección de material se ha disipado debido a la expansión de la misma, y es indetectable.

Ahora, podemos plantearnos el motivo por el cual no se han encontrado envolturas masivas alrededor de otras YHGs. En primer lugar, debemos decir que estos objetos son muy raros. Como hemos visto en la Tabla 6.1, apenas existe una docena de ellas bien clasificadas como tal, y el estudio de algunas de ellas es pobre. Por tanto, hablando en términos estadísticos, se ha encontrado, hasta la fecha, una envoltura circunestelar masiva alrededor del

$\sim 20\%$ de las YHG. Como vimos en el capítulo 6, es probable que estas estrellas acaben por cruzar el vacío amarillo, y debido a la gran pérdida de masa que experimentarán entonces, probablemente se formará una envoltura circunestelar masiva alrededor de la misma. Esta envoltura enrojecerá la emisión estelar (Humphreys et al 2002, Smith et al. 2004), de modo que durante un tiempo estas estrellas aparecerán en el lado frío del vacío amarillo. En cierto momento, este material circunestelar se disipará revelando su posición real de la estrella, ya más allá del vacío amarillo. Es posible que mientras que el resto de YHG se encuentran rebotando contra el vacío amarillo, sufriendo pérdidas de masa muy puntuales, AFGL 2343 e IRC +10420 lo estén cruzando en la actualidad.

Posteriormente, estas estrellas se convertirán probablemente en Ofpe/WN9, y explotarán como supernovas, ya que es poco probable que, dado su relativamente alto grado de evolución, lleguen a perder suficiente masa como para evitar formar un núcleo de ^{56}Fe con una masa superior al límite de Chandrasekhar.

Apéndice A

Publicaciones

A.1. Publicaciones.

- "Arcsecond-resolution CO mapping of the yellow hypergiants IRC +10420 and AFGL 2343"; Castro-Carrizo A, **Quintana-Lacaci G.**, Bujarrabal V., Neri R., Alcolea J. 2007, A&A, 465, 457.
- "The chemical composition of the circumstellar envelopes around yellow hypergiant stars"; **Quintana-Lacaci G.**, Bujarrabal V., Castro-Carrizo A., Alcolea, J.. 2007, A&A, 471, 551.
- "The structure and chemistry of the massive shell around AFGL 2343: ^{29}SiO and HCN as tracers of high-excitation regions"; **Quintana-Lacaci, G.**, Bujarrabal, V., Castro-Carrizo, A. 2008, A&A, 488, 203.
- "Mapping ^{12}CO $J=2-1$ & $1-0$ emission in AGB & early post-AGB circumstellar envelopes"; A. Castro-Carrizo, **G. Quintana-Lacaci**, R. Neri, V. Bujarrabal, F. Schöier, J.M. Winters, H. Olofsson, M. Lindqvist, J. Alcolea, R. Lucas, M. Grewin. En preparación.

A.2. Aportaciones a congresos.

- "EURD: extreme ultraviolet spectrograph for the observation of diffuse radiation."; Morales C., Gómez J.F., Rodrigo C., Montero-Castaño M., **Quintana-Lacaci G.**, Crespo-Chacón I., Bowyer S., Edelstein J., Korpela E., "Highlights of Spanish Astrophysics III" (J. Gallego, J. Zamorano y N. Cardiel eds.), Kluwer Academic Publishers, Proceedings of the "V Scientific Meeting of the Spanish Astronomical Society (SEA)" (Toledo, España, 9-13 Septiembre 2002), 2003, p. 495.
- "Mapping ^{12}CO $J=2-1$ and $1-0$ Line Emission in CSEs around AGB and Early Post-AGB Stars"; Castro-Carrizo, A., Neri, R., Winters, J. M., Bujarrabal, V., **Quintana-Lacaci, G.**, Alcolea, J., Schöier, F. L., Olofsson, H., Lindqvist, M., "Why Galaxies Care About AGB Stars: Their Importance as Actors and Probes", ASP Conference Series, Vol. 378. Edited by F. Kerschbaum, C. Charbonnel, and R. F. Wing, San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, 2007, p.199.
- "Deep study of the fast bipolar outflows in pre-PNe from CO mm-wave line emission"; **Quintana-Lacaci, G.**, Jiménez-Esteban, F., Bujarrabal, V., Castro-Carrizo, A., Alcolea, J., . Proceedings of the "Asymmetrical Planetary Nebulae IV" meeting (La Palma - España, Junio 2007). Astro-Ph, ar-Xiv:0709.420.

- "Structure, kinematics and chemistry of circumstellar envelopes around the yellow hypergiants stars AFGL 2343 and IRC+10420"; **Quintana-Lacaci, G.**, Castro-Carrizo, A., Bujarrabal, V., Neri, R., & Alcolea, J., "Science with ALMA: a new era for Astrophysics" (Madrid - España, Noviembre 2006). En prensa.
- "Structure, kinematics and chemistry of circumstellar envelopes around the yellow hypergiants stars AFGL 2343 and IRC+10420"; **Quintana-Lacaci, G.**, Castro-Carrizo, A., Bujarrabal, V., Neri, R., Alcolea, J., "Asymmetrical Planetary Nebulae IV" (La Palma - España, Junio 2007). En prensa.

Bibliografía

- [1] Blöcker, T., Balega, Y., Hofmann, K.-H., et al. 1999, A&A, 348, 805
- [2] Blöcker, T., Herwig, F., & Driebe, T. 2000, *Memorie della Societa Astronomia Italiana*, Vol. 71, p.745
- [3] Böhm-Vitese, E. 1958, *Zs für Ap*, 46, 108
- [4] Boyarchuk, A., Hubeny, I., Kubat, J., Lyubimkov, L. S. & Sakhibullin, N. A. 1988, *Astrofizika*, 28, 343
- [5] Bujarrabal, V., Alcolea, J. & Planesas, P. 1992, A&A, 257, 701
- [6] Bujarrabal, V., Alcolea, J., & Neri, R. 1998, *ApJ*, 504, 915
- [7] Bujarrabal, V., Castro-Carrizo, A., Alcolea, J., & Sánchez-Contreras, C. 2001, A&A, 377, 868
- [8] Bujarrabal, V., Alcolea, J., & Planesas, P. 1992, AA, 257, 701
- [9] Bujarrabal, V., Fuente, A., & Omont, A. 1994, A&A 285, 247
- [10] Bujarrabal, V., Alcolea, J., Sánchez-Contreras, C., & Sahai, R. 2002, A&A, 389, 271
- [11] Bujarrabal, V., Castro-Carrizo, A., Alcolea, J., Neri, R. 2005, A&A, 441, 1031
- [12] Bujarrabal, V., van Winckel, H., Neri, R., Alcolea, J., Castro-Carrizo, A., & Deroo, P. 2007, A&A, 468L, 45
- [13] Cahn, J. H. & Elitzur, M. 1979, *ApJ*, 231, 124
- [14] Castor, J.I. 1970, *MNRAS* 149, 111
- [15] Castro-Carrizo, A., Lucas, R., Bujarrabal, V., Colomer, F., & Alcolea, J. 2001 A&A, 368, L34
- [16] Castro-Carrizo. A., Bujarrabal, V., Sánchez-Contreras, C., Sahai, R., & Alcolea, J. 2005, A&A, 431, 979
- [17] Cernicharo, J., Heras, A. M., Tielens, A. G. G. M., Pardo, J. R., Herpin, F., Guélin, M., & Waters, L. B. F. M. 2001, *ApJ*, 546L, 123
- [18] Dayal, A., & Bieging, J.H. 1995, *ApJ* 439, 339
- [19] Decin, L., Hony, S., de Koter, A., Justtanont, K., Tielens, A.G.G.M., & Waters, L.B.F.M. 2006, A&A, 456, 549
- [20] de Jager, C. 1998, *ARA&A* 8, 145
- [21] de Jong, T., Dalgarno, A. & Chu, S.-I., 1975, *ApJ*, 199, 69

- [22] de Ruyter, S., van Winckel, H., Maas, T., Lloyd Evans, T., et al. 2006, *A&A*, 448, 641
- [23] Dominik, C., Sedlmayr, E. & Gail, H.-P. 1993, *A&A*, 277, 578
- [24] El Eid, M. F. & Champagne, A. E. 1995, *ApJ*, 451, 298
- [25] Feast, M.W., & Thackeray, A.D. 1956, *MNRAS*, 116, 41
- [26] Fix, J. D., & Cobb, M. L. 1987, *ApJ*, 312, 290
- [27] Fong, D., Meixner, M., Castro-Carrizo, A., Bujarrabal, V., Latter, W. B., Tielens, A. G. G. M., Kelly, D. M. & Sutton, E. C. 2001, *A&A*, 367, 652
- [28] Gail, H.-P. & Sedlmayr, R. 1985, *A&A*, 148, 183
- [29] Gilman, R.C. 1972 *ApJ*, 178, 423
- [30] Guélin, M., Lucas, R., & Cernicharo, J. 1993, *A&A* 280, L19
- [31] Gledhill, T.M., Chrysostomou, A., Hough, J.H., Yates, J.A. 2001a, *MNRAS*, 322, 321
- [32] Gledhill, T.M., Yates, J.A., Richards, A.M.S. 2001b, *MNRAS*, 328, 301
- [33] Groenewegen, M. A. T., 1994, *A&A*, 290, 531
- [34] Goldreich, P., & Scoville, N. 1976 *ApJ* 205, 144
- [35] Guilloteau, S., & Lucas, R. 2000, *ASPC*, 217, 299
- [36] Guilloteau, S., 2000, en "Proceedings from IRAM millimeter interferometry school 2", ed. A. Dutrey, 15
- [37] Habing, H.J., Tignon, J. & Tielens, A.G.G.M. 1994, *A&A*, 286, 523
- [38] Hartquist, T. W., Dalgarno, A., & Oppenheimer, M. 1980, *ApJ*, 236, 182
- [39] Hawkins, G.W., Skinner, C.J., Meixner, M., et al. 1995, *ApJ*, 452, 314
- [40] Hinkle, K.H. 1978 *ApJ*, 220, 210
- [41] Hinkle, K.H., & Barnes, T.G. 1979 *ApJ*, 227, 923
- [42] Hinkle, K.H., Hall, D.N.B. & Ridgway, S.T. 1982 *ApJ*, 252, 697
- [43] Hill, S.J., & Willson, L.A. 1979 *ApJ*, 229, 1029
- [44] Höfner, S., Gautschy-Loidl, R., Aringer, B., & Jørgensen, U. G. 2003, *A&A*, 399, 589
- [45] Hollenbach, D., & Mckee, CF. 1979 *AJSS*, 41, 555
- [46] Humphreys, R.M., Davidson, K. & Smith, N. 2002, *AJ*, 124, 1026
- [47] Humphreys, R.M., Smith, N., Davidson, K., Jones, T.J., Gehrz, R.T., Mason, C.G., Hayward, T.L., Houck, J.R., Krautter, J. 1997, *AJ*, 114, 2778
- [48] Humphreys, R.M., Smith, N., Davidson, K, et al. 1997, *AJ*, 114, 2778
- [49] Johnson, H.R., & Querci, F.R. 1986, en "The M-type Stars", CNRS, Paris, NASA, Washington
- [50] Josselin, E., Blommaert, J.A.D.L., Groenewegen, M.A.T. Omont, A., & Li, F.L. 2000, *A&A*, 357, 225

- [51] Josselin, E., & Lèbre, A. 2001, *A&A*, 367, 826
- [52] Jura, M., Werner, M.W. 1999, *ApJ*, 525, L113
- [53] Jura, M., Velusamy, T., & Werner, M. W., 2001, *ApJ*, 556, 408
- [54] Kastner, J.H. & Weintraub, D.A., 1995, *ApJ*, 452, 833
- [55] Keenan, P.C. *Contr. Kitt Peak Natl. Obs.* 1971, 554, 35
- [56] Kemper, F., Stark, R., Justtanont, K., de Koter, A., Tielens, A. G. G. M., Waters, L. B. F. M., Cami, J. & Dijkstra, C. 2003, *A&A*, 407, 609
- [57] Kwok, S. 1975, *ApJ*, 198, 583
- [58] Lafont, S., Lucas, R. & Omont, A. 1982, *A&A*, 106, 201
- [59] Levesque, E.M., Massey, P., Olsen, K.A.G., Plez, B., Josselin, E., Maeder, A., Meynet, G, 2005, *ApJ*, 628, 973
- [60] Likkell, L. 1989, *ApJ* 344, 350
- [61] Lipman, E.A., Hale, D.D.S., Monnier, J.D., et al. 2000, *ApJ*, 532, 467
- [62] Lobel, A., Dupree, A. K., Stefanik, R. P., Torres, G., Israelian, G., Morrison, N., de Jager, C., Nieuwenhuijzen, H., Ilyin, I. & Musaev, F. 2003, *ApJ*, 583, 923
- [63] Lucas, R., Bujarrabal, V., Guilloteau, S., Bachiller, R., Baudry, A., Cernicharo, J., Delannoy, J., Forveille, T., Guélin, M. & Radford, S. J. E. 1992, *AA*, 262, 491
- [64] Mamon, G.A., Glassgold, A.E., & Huggins, P.J. 1988, *ApJ*, 328, 797 item Mauron, N. & Huggins, P. J. 1999, *A&A*, 349, 203
- [65] Mauron, N. & Huggins, P., 2006, *A&A*, 452, 257
- [66] Martin, D. Christopher, Seibert, Mark, Neill, James D., Schiminovich, David, Forster, Karl, Rich, R. Michael, Welsh, Barry Y., Madore, Barry F., Wheatley, Jonathan M., Morrissey, Patrick, Barlow & Tom A. 2007, *Nature*, 448, 780
- [67] Mauron, N. & Huggins, P., 2000, *A&A*, 359, 707
- [68] Matt, S. 2002, Tesis doctoral.
- [69] Meynet, G., & Maeder, A. 2003, *A&A*, 404, 975
- [70] Meynet, G., & Maeder, A. 2007, *A&A*, 464, L11
- [71] Molster, F. J., Waters, L. B. F. M., Tielens, A. G. G. M., & Barlow, M. J. 2002, *A&A*, 382, 184
- [72] Nieuwenhuijzen, H. & de Jager, C. 1995, *A&A*, 302, 811
- [73] Nieuwenhuijzen, H., & de Jager, C. 2000 *A&A*, 353, 163
- [74] Nordhaus, J., Minchev, I., Sargent, B., Forrest, W., Blackman, E. G., de Marco, O., Kastner, J., Balick, B., & Frank, A. 2008, *MNRAS*, 388, 716
- [75] Nowotny, W., Aringer, B., Höfner, S., Gautschi-Loidl, R., & Windsteig, W. 2005a, *A&A*, 437, 273
- [76] Nowotny, W., Lebzelter, T., Hron, J., & Höfner, S. 2005b, *A&A*, 437, 285

- [77] Nyman, L.-Ä., Olofsson, H., & Johansson, L.E.B. 1993, *A&A* 269, 377
- [78] Olofsson, H., Bergman, P., Lucas, R., et al. 2000, *A&A*, 353, 583
- [79] Olofsson, H. 2005 en “Proceedings of the dusty and molecular universe: a prelude to Herschel and ALMA” Ed. by A. Wilson., p. 223 - 228
- [80] Oudmaijer, R.D., Groenewegen, M.A.T., Matthews, H.E., Blommaert, J.A.D.L., Sahu, K.C. 1996, *MNRAS*, 280, 1062
- [81] Oudmaijer, R., Davies, B., de Wit, W.-J., & Patel M. 2008, en “Biggest, Baddest, Coolest Stars” (ASP Conf Series) eds. D. Luttermoser, B. Smith, and R. Stencel.
- [82] Pety, J., 2004, conferencia en la Escuela de interferometría de IRAM.
- [83] Pottasch, S. R. 1984, *Planetary Nebulae, a Study of Late Stages of Stellar Evolution*, Reidel.
- [84] Reid, M. J., Moran, J. M., Leach, R. W., et al. 1979, *ApJ* 227, L89
- [85] Riera, A., Garcia-Lario, P., Manchado, A., Pottasch, S. R. & Raga, A. C. 1995, *A&A*, 302, 137
- [86] Sahai, R., Hines, D. C., Kastner, J. H., Weintraub, D. A., Trauger, J. T., Rieke, M.J., Thompson, R.I. & Schneider, G. 1998, *ApJ*, 492, L163
- [87] Schatzman, E.L. & Praderie, F. 1993, en ‘The Stars’, Springer-Verlag
- [88] Schöier, F., 2000, Tesis doctoral
- [89] Schöier, F., & Olofsson, H. 2001, 368, 969
- [90] Schöier, F., van der Tak, F.F.S., van Dishoeck E.F., & Black, J.H. 2005, *A&A* 432, 369
- [91] Schöier, F., Fong, D., Olofsson, H., Zhang, Q., Patel, N. 2006, *ApJ*, 649, 965
- [92] Schuster, M.T., Humphreys, R.M. & Marengo, M. 2006, *ApJ*, 131, 603
- [93] Smith, N., Vink, J.S. & de Koter, A. 2004, *ApJ*, 615, 475
- [94] Smoliński, J., Climenhaga, J.L., & Fletcher, J.M. 1989, in ‘Physics of Luminous Blue Variables’, K. Davidson, A.F.J. Moffat & H.J.G.L.M. Lamers (eds), Kluwer, Pag 131
- [95] Takeda, Y. & Takada-Hidai, M. 1994, *PASJ*, 46, 395
- [96] Teyssier, D., Hernandez, R., Bujarrabal, V., Yoshida, H., & Phillips, T. G. 2006, *A&A*, 450, 167
- [97] Tsuji, T. 1973, *A&A*, 23, 411
- [98] Tuthill, P. G., Monnier, J. D., Lawrance, N., Danchi, W. C., Owocki, S. P., Gayley, K. G. 2008, *ApJ*, 675, 698
- [99] van Leeuwen, F., Feast, M. W., Whitelock, P. A. & Yudin, B. 1997, *MNRAS*, 287, 955
- [100] Willacy, K., & Millar, T.J. 1997, *A&A*, 324, 237
- [101] Woitke, P. & Niccolini, G. 2005, *A&A*, 433, 1101
- [102] Zombeck, M.V. 1990. en “Handbook of Space Astronomy and Astrophysics”, Cambridge University Press
- [103] Zuckerman, B., & Dyck, H. M. 1986, *ApJ*, 311, 345